DATENANALYSE EINER BEOBACHTUNG DES QUASARS 3C 273 IM HOCHENERGIE-RÖNTGENBEREICH UND DIE BEDEUTUNG FÜR ASTROPHYSIKALISCHE MODELLE

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Monika Bezler

aus Aalen

1985

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546526_0002

DATENANALYSE EINER BEOBACHTUNG DES QUASARS 3C 273 IM HOCHENERGIE-RÖNTGENBEREICH UND DIE BEDEUTUNG FÜR ASTROPHYSIKALISCHE MODELLE

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Monika Bezler

aus Aalen

1985

Tag der mündlichen Prüfung: 13. März 1985

Dekan: Prof. Dr. G. Staudt

1. Berichterstatter: Prof. Dr. M. Grewing

2. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Ruder

Inhaltsverzeichnis

1. Aufgabenstellung 1

2. Aktive Galaxien 3

2.1 Was sind aktive Galaxien? 3
2.2 Der Quasar 3C 273 4
2.3 Die diffuse Röntgenhintergrundstrahlung 8

3. Die Datenanalyse 12

3.1 Das Ballonexperiment HEXE und die Beobachtung von 3C 273 12
3.2 Schematische Darstellung der Datenauswertung 12
3.2.1 Die on-off-Methode 12
3.2.2 Der geometrische Wichtfaktor 13
3.2.3 Die Totzeit 13
3.2.4 Die effektive atmosphärische Tiefe 13
3.2.5 Die Detektorcharakteristik 14
3.2.6 Die Faltung des Spektrums 15
3.3 Die Auswertung der Daten von 3C 273 16
3.4 Anpassung verschiedener Modelle 18
3.4.1 Das Potenzgesetz 18
3.4.2 Das Comptonisierungsspektrum 25
3.4.3 Das Bremsstrahlungsspektrum nach dem Modell von Meszaros 28
3.5 Untersuchung der Zählratenschwankungen 29
3.5.1 Untersuchung der Hintergrundzählraten 29
3.5.2 Untersuchung der Quellflüsse 31
3.6 Systematische Fehler bei der Messung 33
3.6.1 Azimuteinstellung 33
3.6.2 Energieeichung 34
3.6.3 Atmosphärische Tiefe 35
3.6.4 Bewertung der systematischen Fehler 36

4. Vergleich der neuen Messung von 3C 273 mit älteren Messungen 37

5. Emissionsmechanismen 40

5.1 Inverser Compton-Effekt 40
5.2 Synchrotronstrahlung 42
5.3 Bremsstrahlung 43

6. Modelle für aktive Galaxien 45

6.1 Modelle mit Potenzgesetz-Verteilung der Elektronen 46

6.2 Modelle mit Maxwell-Verteilung der Elektronen 47
6.2.1 Die Lösung der allgemeinen Kompaneets-Gleichung (Katz, 1976) 49
6.2.2 Die Lösung der stationären Kompaneets-Gleichung (Sunyaev, Titarchuk, 1980) 51
6.2.3 Das Zwei-Temperatur-Modell von Shapiro et al. (1976) 51
6.2.4 Das Reflektionsmodell von Lightman und Rybicki (1979a, 1980) 56
6.2.5 Das Modell mit variabler Plasmatemperatur von Guilbert et al. (1982) 57
6.2.6 Das Korona-Modell von Liang und Price (1977) 59
6.2.7 Das Korona-Modell von Galeev et al. (1979) 61
6.2.8 Das Bremsstrahlungsmodell von Meszaros (1983) 62
6.3 Allgemeine Bemerkungen zu Modellen für aktive Galaxien 64

7. Welche Modelle sind mit der spektralen Veränderung von 3C 273 verträglich? 65

7.1 Synchrotron-Selbst-Comptonisierung (SSC) 65
7.2 Thermische Modelle 67

8. Schlußfolgerungen 71

1. Aufgabenstellung

Die vorliegende Arbeit gehört zu einem sehr jungen Teilgebiet der Astronomie, denn die Beobachtung extragalaktischer Quellen im Röntgenbereich setzt zwei wesentliche Dinge voraus. Röntgenbeobachtungen waren erst möglich, nachdem die technischen Voraussetzungen für nicht erdgebundene Beobachtungen geschaffen waren, weil durch die Absorption von Strahlung in der Erdatmosphäre die Beobachtungsmöglichkeiten auf dem Erdboden eingeschränkt sind. Eine zweite Voraussetzung für die Beobachtung extragalaktischer Objekte ist, daß Detektoren mit genügend hoher Empfindlichkeit zur Verfügung stehen müssen. So wurde erst 1966 die erste Galaxie, M 87, im Röntgenbereich entdeckt.

Das besondere Interesse der Röntgenastronomie an den aktiven Galaxien gründet sich darauf, daß viele dieser Objekte den Hauptteil ihrer Strahlung gerade im Röntgenbereich emittieren. Röntgenstrahlung kann nur in Gebieten hoher Temperatur oder hoher Magnetfeldstärken entstehen. Andererseits deuten die beobachteten Zeitskalen von Intensitätsvariationen auf kleine Emissionsgebiete hin. Wichtig zum Verständnis der aktiven Galaxien ist daher die Beantwortung der Frage nach der primären Energiequelle und dem Mechanismus der Umwandlung anderer Energieformen in Strahlungsenergie.

Das Spektrum des Quasars 3C 273 wurde Ende der siebziger Jahre mehrfach im Energiebereich zwischen ≈ 10 keV und ≈ 200 keV gemessen, die Messungen zeigten einen Potenzgesetz-Verlauf ($dN/dE \sim E^{\alpha}$ in Photonen pro Flächen-, Zeit- und Energieeinheit) mit Photonenindizes α zwischen -1.4 und -1.8. Dabei schien sich vor allem in den Messungen mit dem Satelliten HEAO-1 ein Abknicken des Spektrums oberhalb von etwa 30 keV anzudeuten.

Dieser sogenannte cut-off muß irgendwo bei hohen Energien im Spektrum auftreten. Denn die Energieabstrahlung einer Quelle wäre unendlich groß, wenn ein Photonenindex, der größer ist als minus zwei, bis zu beliebig hohen Energien gilt. Ein zweiter Hinweis auf den cut-off ist die allgemein akzeptierte Theorie, nach der die isotrope Hintergrundstrahlung, die man oberhalb von 2 keV beobachtet, zum großen Teil aus der Strahlung nicht aufgelöster, aktiver Galaxien besteht, von denen die Quasare eine Untergruppe bilden. Diese Hintergrundstrahlung nimmt oberhalb von etwa 40 keV stark ab. Da 3C 273 die einzige gesicherte Gammaquelle ist, kommt bei dieser Quelle noch ein drittes Argument hinzu: Das Spektrum der Messungen mit dem COS B-Satelliten zeigt zwischen 50 MeV und 800 MeV einen Photonenindex von -2.6.

Der cut-off ist von großem Interesse, weil seine Form Hinweise auf den Emissionsmechanismus der Röntgenstrahlung gibt. Wenn die Röntgenstrahlung durch inverse Compton-Streuung von Photonen in einem heißen Plasma entsteht, dann kann die Temperatur der Elektronen im Plasma bestimmt werden anhand der Energie, bei der der cut-off im Röntgenspektrum auftritt.

Um diesen cut-off im Spektrum von 3C 273 sicher zu etablieren, wurde im September 1981 eine knapp vierstündige Beobachtung von 3C 273 mit dem Ballonteleskop HEXE (High Energy X-ray Experiment) des Astronomischen Instituts in Tübingen und des Max-Planck-Instituts in Garching bei Energien zwischen 18 keV und 240 keV durchgeführt. Die Aufgabe dieser Arbeit bestand zunächst darin, die Daten dieser Messung auszuwerten und ein Spektrum zu erstellen.

Das Ergebnis war überraschend:
- es wurde ein Potenzgesetz sehr flacher Steigung von -1.2 gefunden,
- bis 240 keV ist in diesem Spektrum kein cut-off erkennbar,
- im Vergleich zu den HEAO-A4 Daten wurde ein Anwachsen der Leuchtkraft um einen Faktor 3 zwischen 20 keV und 200 keV mit einer Signifikanz von 6 Standardabweichungen beobachtet.

Bei dieser Beobachtung wurde im Vergleich zu älteren Messungen zum ersten Mal eine spektrale Veränderung von 3C 273 in diesem Energiebereich beobachtet!

Das Resultat der Datenanalyse wurde einerseits durch die Abschätzung der systematischen Fehler und durch statistische Untersuchungen der Zählraten abgesichert, andererseits durch eine Analyse von Daten des Crabpulsars und -nebels aus demselben Ballonflug unter Verwendung der gleichen Rechnerprogramme wie bei 3C 273.

Durch das unerwartete Ergebnis stellte sich die Frage, welche der zahlreichen theoretischen Modelle für aktive Galaxien mit dieser spektralen Veränderung in Einklang stehen. Folgende Modelle wurden untersucht:
- Synchrotron-Selbst-Comptonisierung,
- inverse Compton-Streuung durch nicht relativistische, Maxwell-verteilte Elektronen, insbesondere: die Lösung der allgemeinen Kompaneets-Gleichung von Katz (1976), die Lösung der stationären Kompaneets-Gleichung von Sunyaev und Titarchuk (1980), das Zwei-Temperatur-Modell von Shapiro et al. (1976), das Reflektionsmodell von Lightman und Rybicki (1979a, 1980), das Modell mit nicht konstanter Plasmatemperatur von Guilbert et al. (1982), die Korona-Modelle von Liang und Price (1977) und Galeev et al. (1979).
- Bremsstrahlung Maxwell-verteilter Elektronen bei sphärischer Akkretion.

Es zeigte sich, daß von diesen Modellen nur zwei mit Sicherheit ausgeschlossen werden können, nämlich das Zwei-Temperatur-Modell von Shapiro et al. (1976) und das Reflektionsmodell von Lightman und Rybicki (1979a, 1980).

Es schließen sich deshalb am Ende der Arbeit Vorschläge für Beobachtungen an, die weiteren Aufschluß über die Emissionsmechanismen und die physikalischen Bedingungen in den Kernen aktiver Galaxien geben könnten.

2. Aktive Galaxien

2.1 Was sind aktive Galaxien?

Die Quelle mit der Nummer 273 aus dem dritten Cambridge-Katalog wurde als eines der ersten Mitglieder einer Gruppe beobachtet, die heute als Quasare bezeichnet wird und wie z.B. die BL Lac-Objekte und die Seyfert-Galaxien zu den aktiven Galaxien gehört. Diese unterscheiden sich von den 'klassischen' Galaxien durch ihre abnorm hellen Kerne, durch Intensitätsvariationen innerhalb von Tagen oder weniger und durch relativ rasch veränderliche räumliche Strukturen. Viele aktive Galaxien zeichnen sich durch starke Radiostrahlung aus. Eine einheitliche, allgemeine Definition des Begriffs 'aktive Galaxie' gibt es bis heute nicht. In der neuesten Auflage des Landolt-Börnstein werden solche Objekte als aktive Galaxien bezeichnet, die zumindest eines der folgenden Merkmale besitzen:

- eine kompakte Kernregion, die heller als entsprechende Regionen in Galaxien ähnlichen Hubble-Typs ist,
- nicht thermische Kontinuumsstrahlung des Kerns,
- Emissionslinien des Kerns, die auf Anregungsmechanismen hindeuten, die nicht stellaren Ursprungs sind,
- Variabilität des Kontinuums oder der Emissionslinien.

Die Einteilung der aktiven Galaxien in verschiedene Klassen ist historisch bedingt und oft nicht eindeutig, da sich mehrere Klassen überschneiden. Eine Übersicht über die drei wichtigsten Klassen gibt die folgende Tabelle:

Tabelle 2.1: Eigenschaften von Seyfert-Galaxien, BL Lac-Objekten und Quasaren.

Seyfert-Galaxien	BL Lac-Objekte	Quasare
blaues nichtthermisches Kontinuum	blaues nichtthermisches Kontinuum	blaues nichtthermisches Kontinuum
starke, verbreiterte Emissionslinien	schwache Emissionslinien	breite, stark rotverschobene Emissionslinien
Spiralgalaxien	elliptische Galaxien	optische Galaxie meist nicht sichtbar
im allg. keine Doppelstruktur im Radiobereich	im allg. keine Doppelstruktur im Radiobereich	Doppelstruktur im Radiobereich, aber nur etwa 10% sind Radiostrahler
	starke Polarisation ($\lesssim$ 35%)	

Bei den Seyfert-Galaxien wird zwischen zwei Typen unterschieden. Typ I emittiert Balmer-Linien, die deutlich breiter als die Metallinien sind: die Breite der Balmer-Linien entspricht einigen 1000 km/s, die Breite der Metallinien entspricht etwa 500 km/s bis 1000 km/s. Bei Typ II sind die Balmer-Linien und die Metallinien gleichbreit (500 km/s bis 1000 km/s).

Viele aktive Galaxien findet man auch unter den Markarian-Galaxien und den Radiogalaxien. Erstere sind häufig mit Seyfert-Galaxien oder BL Lac-Objekten identisch und die Radiogalaxien haben im optischen Bereich und im Radiobereich Ähnlichkeit mit Radio-strahlenden Quasaren.

2.2 Der Quasar 3C 273

Im folgenden werden die Erscheinungsformen von 3C 273 bei verschiedenen Frequenzen kurz beschrieben und ein Überblick über das Spektrum von der Radio- bis zur Gammastrahlung gegeben. Dies soll einem besseren Verständnis der Zusammenhänge zwischen den verschiedenen spektralen Bereichen dienen (vgl. Kapitel 6. und 7.).

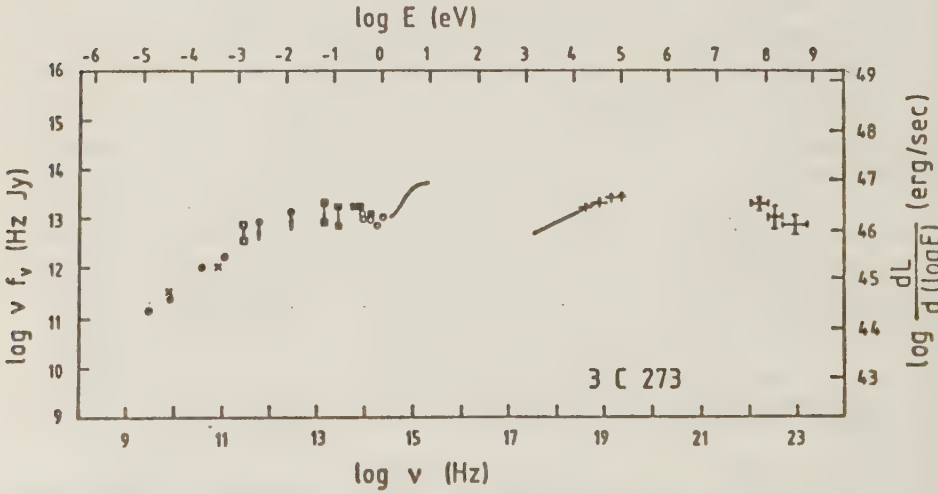

Abbildung 2.1: Energieflußspektrum von 3C 273 vom Radio- bis zum Gammabereich (nach Bezler et al., 1984).

3C 273 ist eine der am besten untersuchten aktiven Galaxien. Denn diese Quelle steht in relativ geringer Entfernung (bei einer Rotverschiebung von z = 0.158 und einer Hubble-Konstanten von 60 km/s/Mpc ist die Entfernung 790 Mpc) und zeigt bei allen bisher beobachteten Wellenlängen eine hohe Leuchtkraft ($\approx 10^{46}$ erg/s pro Energiedekade mit Ausnahme der Radiostrahlung,

wo es $\approx 10^{44}$ bis 10^{45} erg/s pro Energiedekade sind, vgl. Abbildung 2.1).

Im Radiobereich zeigt 3C 273 eine Doppelstruktur mit zwei Komponenten A und B, die verschiedene spektrale Eigenschaften haben: das Spektrum der Komponente A hat einen Energieindex s von 0.9 ($I_\nu \sim \nu^s$ in Energie pro Frequenzeinheit), das Spektrum der Komponente B zeigt einen Energieindex s nahe 0 (Greenstein, Schmidt, 1964).

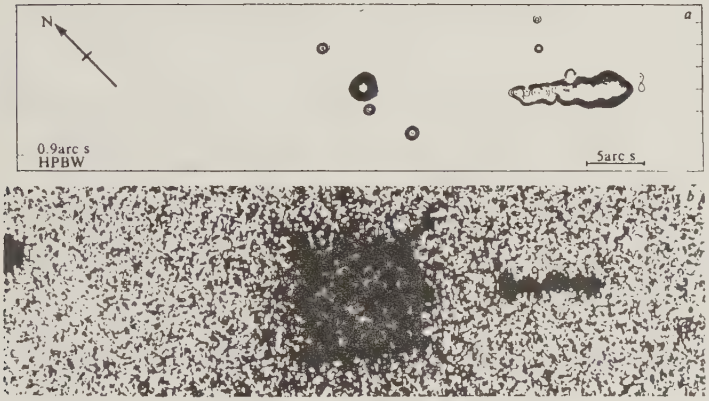

Abbildung 2.2: Zuordnung der Radiostruktur zum optischen Erscheinungsbild (Conway et al., 1981).

Der Abstand der Zentren der beiden Komponenten beträgt etwa 20". Die Komponente A emittiert einen äußeren Jet mit einer Länge von etwa 10", die Komponente B zeigt Strukturen in der Größenordnung von Millibogensekunden, die als innerer Jet bezeichnet werden. Im inneren Jet wurde zwischen 1971 und 1977 scheinbare Überlichtgeschwindigkeit beobachtet. Dieser Effekt ist durch eine bestimmte Geometrie im Zusammenhang mit hochrelativistischer Bewegung von Materie erklärbar (Pearson et al., 1981).

Die folgenden optischen Daten sind der Arbeit von Greenstein und Schmidt (1964) entnommen. Bei sichtbaren Wellenlängen erscheint 3C 273 als Stern 13. Größenklasse und zeigt einen schwachen Jet von 11" bis 20" vom 'Stern' entfernt. 3C 273 ist eine derjenigen Radioquellen, bei der eine der beiden Komponenten, nämlich B, mit dem optischen Objekt zusammenfällt. Die stärkere Radioquelle 3C 273 A ist identisch mit dem sichtbaren Jet (vgl. Abbildung 2.2).

Die in anderen Wellenlängen diskutierten Daten betreffen die Komponente B.

Im optischen Bereich zeigt 3C 273 Helligkeitsänderungen bis zu

0.4 mag auf Zeitskalen von Monaten oder Jahren, aber ohne erkennbare Periodizität. Das Spektrum zeigt breite Emissionslinien, die eine Rotverschiebung von 0.158 aufweisen.

Bilder, die mit einer CCD-Kamera bei Wellenlängen zwischen 3500 Å und 8500 Å gewonnen wurden, zeigen einen Nebel um das sternähnliche Objekt: 3C 273 ist vielleicht der Kern einer elliptischen Galaxie mit einem Achsenverhältnis von b/a ≈ 0.6 (Tyson et al., 1982).

Das Kontinuum zeigt bei 3000 Å einen Strahlungsexzeß, der sich erklären läßt, wenn man sich das Spektrum aus drei Anteilen zusammengesetzt vorstellt: aus einem Potenzgesetz mit einer Steigung von -1.1, aus Schwarzkörperstrahlung mit einer Temperatur von 26 000 K und aus einem Balmer-Kontinuum (Malkan, Sargent, 1982). Die Steigung des Potenzgesetzes ist eine Extrapolation von Infrarot-Daten und die Fortsetzung dieses Potenzgesetzes ist verträglich mit den Röntgendaten bei niedrigen Energien (Malkan, Sargent, 1982). Eine mögliche Interpretation der Schwarzkörperstrahlung ist thermische Emission aus einer optisch dicken Akkretionsscheibe, das emittierende Gebiet müßte dann wenigstens 3×10^{33} cm^2 groß sein und die Masse des Zentralkörpers zwischen 2×10^8 und 5×10^8 $M_\odot$ betragen (Malkan, 1983).

Im Röntgenbereich wurde 3C 273 zwischen 1 keV und 10 keV durch Bowyer et al. (1970) entdeckt, diese Entdeckung wurde 1970 durch Kellog et al. (1971) bestätigt. Seither wurden zahlreiche Messungen im Röntgenbereich durchgeführt, und Spektren, die aus diesen Messungen bis 1980 gewonnen wurden, entsprachen Potenzgesetzen mit weitgehend einheitlichen Photonenindizes:

Tabelle 2.2: Messungen des Spektrums von 3C 273 im Röntgenbereich.

Energie	Index	Datum	Instr.	Referenz
2-60 keV	-1.41	7/1978	HEAO-A2	Worrall et al., 1979
genauer:				
2-9 keV	-1.51			
9-30 keV	flacher			
≳ 30 keV	wieder steiler			
13-120 keV	-1.67	7/1978	HEAO-A4	Primini et al., 1979
20-200 keV		11/1978	Ballon	Pietsch et al., 1981
	Index konsistent mit HEAO-A4			
30-200 keV	-1.46	5/1979	Ballon	Scheepmaker, Lewin, 1983
20-200 keV	-1.81	5/1980	Ballon	Scheepmaker, Lewin, 1983

Die Leuchtkraft im Röntgenbereich ist nicht konstant, sondern auf unterschiedlichen Zeitskalen variabel:

Tabelle 2.3: Beobachtungen von Fluktuationen des Röntgenflusses.

Energie	L_2/L_1	Zeitskala	Referenz
2-10 keV	1.1	6000 Sekunden	Tananbaum et al., 1980
2-10 keV	1.8	≈ 0.5 Tage	Marshall et al., 1981
2-18 keV	0.3	2 Monate	Pounds, 1977
1-13 keV	≥ 3	6 Monate	Bradt et al., 1979
2-18 keV	0.5	6 Monate	White et al., 1979
2-10 keV	1.5	6 Monate	Worrall et al., 1979

Messungen mit dem Einstein-Satelliten haben gezeigt, daß der Jet von 3C 273 außer im Radio- und optischen Bereich auch bei niedrigen Röntgenenergien sichtbar ist (Schreier, 1981).

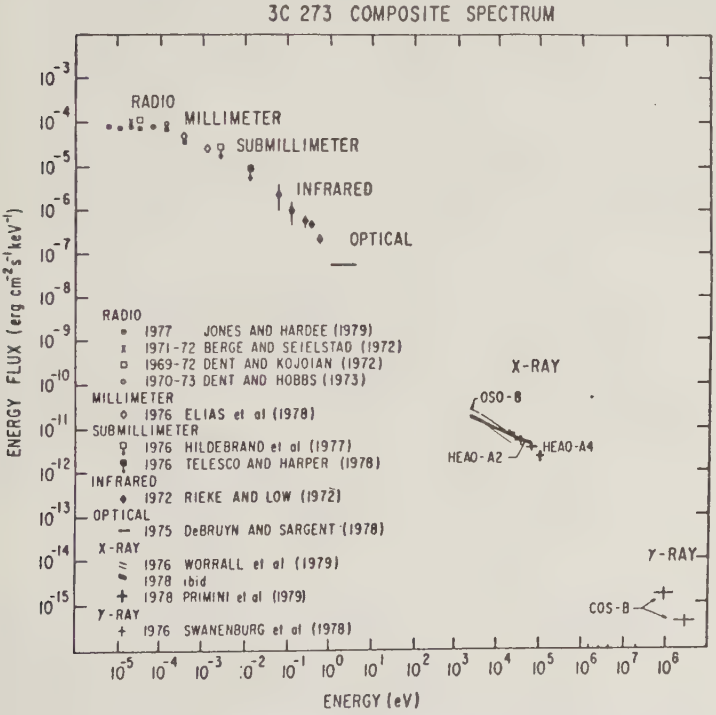

Abbildung 2.3: Das Gesamtspektrum von 3C 273 (Worrall et al., 1980; Referenzen siehe dort).

Im Bereich der Gammastrahlung gibt es bis heute drei Messungen mit dem COS B-Satelliten (Hermsen et al., 1981), die zweite fand

gleichzeitig mit den Messungen mit HEAO-A2 und HEAO-A4 statt. Die Quelle scheint bei Energien oberhalb von 50 MeV nicht variabel zu sein und ein gemeinsamer Fit aller drei Beobachtungen ergibt ein Potenzgesetz mit einer Steigung von -2.6 zwischen 50 MeV und 800 MeV.

Einen Überblick über das Spektrum bei allen gemessenen Wellenlängen zeigt Abbildung 2.3.

Es gibt bis heute kein Modell, das das Gesamtspektrum einer aktiven Galaxie beschreibt (vgl. Kapitel 6.).

2.3 Die diffuse Röntgenhintergrundstrahlung

Nicht nur das Spektrum von 3C 273, sondern auch die Spektren vieler anderer aktiver Galaxien, insbesondere die von Seyfert-Galaxien, sind im Röntgenbereich sehr gut durch Potenzgesetze darstellbar. Auffallend ist, daß die spektralen Indizes der Seyfert-Galaxien in einem engen Bereich um -1.65 liegen (Rothschild et al., 1983; Mushotzky, 1982; Mushotzky et al., 1980), obwohl sich die Leuchtkräfte dieser Quellen um mehr als zwei Zehnerpotenzen unterscheiden.

Eine wesentliche Rolle für die Modelle, die eine Erklärung für die Erzeugung der Röntgenstrahlung bieten, spielt der Bereich zwischen ≈ 100 keV und ≈ 50 MeV. Denn wie die Messungen von aktiven Galaxien zeigen (vgl. Abbildung 2.4), muß in diesem Energiebereich eine Änderung der spektralen Indizes eintreten. Aus der Form eines solchen 'cut-off' und der Energie, bei der er auftritt, kann man im Fall eines thermischen Modells Rückschlüsse auf die Elektronentemperatur und die optische Tiefe des akkretierten Plasmas ziehen, das diese Strahlung emittiert. Bei einem nichtthermischen Modell hängt der cut-off ebenfalls von der Verteilung der streuenden Elektronen ab. Unabhängig von einem speziellen Modell muß eine Änderung des Spektralindex aus folgenden Gründen eintreten: Bei einem Photonenindex größer als minus zwei, der bis zu beliebig hohen Energien gelten würde, wäre der Energieausstoß einer aktiven Galaxie unendlich. Zudem erwartet man ein Abknicken der Spektren im Röntgen- oder Gammabereich nach der allgemein akzeptierten Theorie, daß nicht aufgelöste aktive Galaxien wesentlich zum diffusen Röntgenhintergrund beitragen.

Rothschild et al. (1983) untersuchten die Spektren von zwölf aktiven Galaxien, von denen die meisten Seyfert-I Galaxien sind, aber keine ein BL Lac-Objekt oder ein Quasar. Sämtliche Spektren haben die Form eines Potenzgesetzes mit einem mittleren Photonenindex von -1.67 bei Energien zwischen 2 keV und 165 keV. Unter der Voraussetzung, daß diese Spektren repräsentativ für aktive Galaxien (ohne BL Lac-Objekte und Quasare) sind, wurde der Beitrag solcher Quellen zum diffusen Röntgenhintergrund zwischen 2 keV und 165 keV berechnet. Diese Berechnung ist abhängig von kosmologischen Modellen, von der Dichteverteilung der aktiven Galaxien in Abhängigkeit von der Rotverschiebung (Entfernung) und von der maximalen Rotverschiebung, bei der noch

Beiträge zum Hintergrund zu erwarten sind.

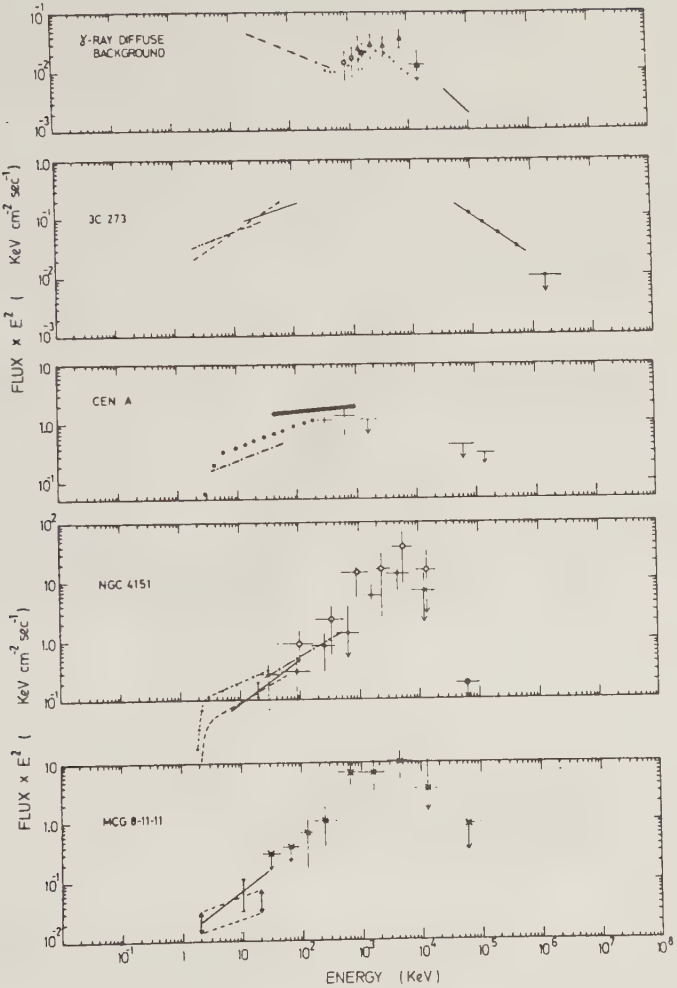

Abbildung 2.4: Messungen aktiver Galaxien im Röntgen- und Gammabereich (Bassani, Dean, 1983).

Unter Benutzung eines Verzögerungsparameters von $q_o = 0$, einer maximalen Rotverschiebung von $z = 3.5$, einer konstanten Dichteverteilung und einer Hubble-Konstanten von 50 km/s/Mpc tragen solche Quellen etwa 25% zum diffusen Röntgenfluß zwischen 2 keV und 10 keV bei. Dieser Beitrag wächst stark an oberhalb von 40 keV (da der Hintergrund bei diesen Energien

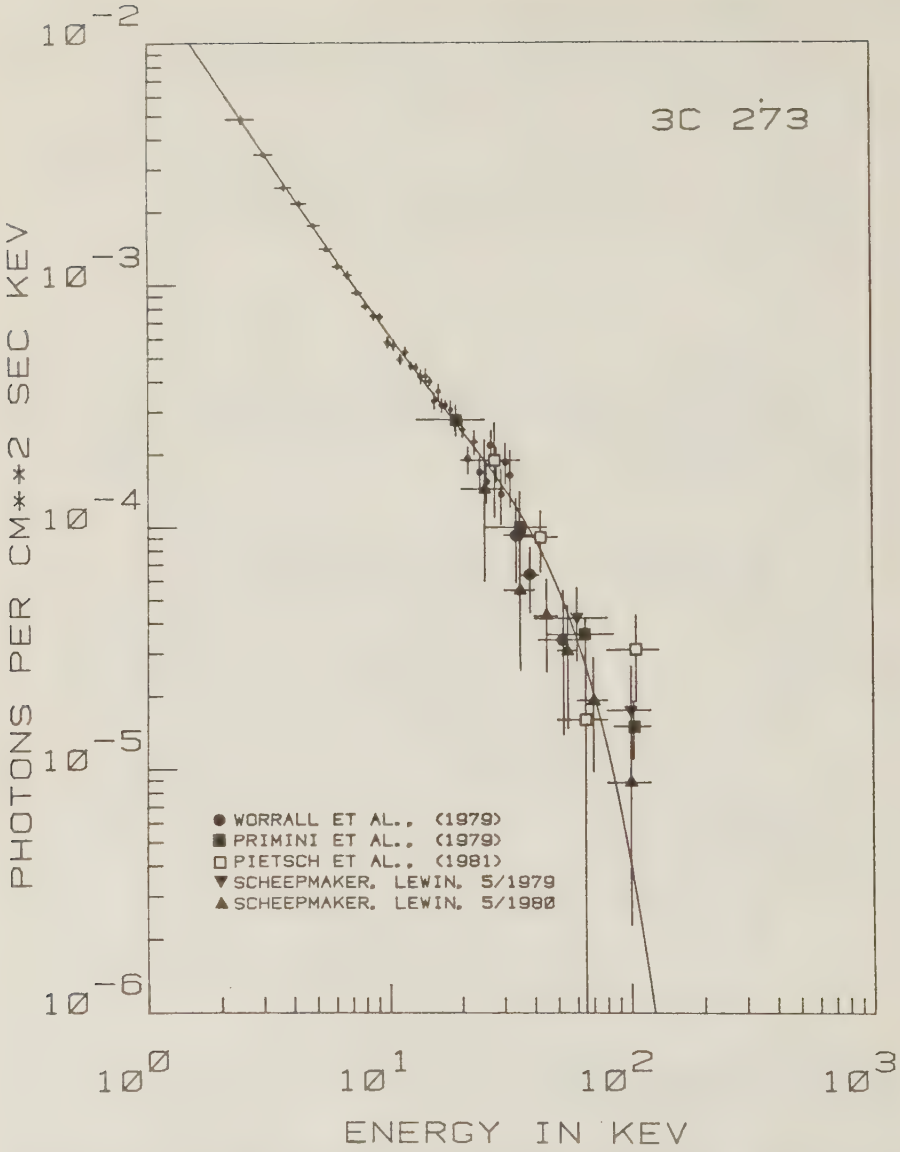

Abbildung 2.5: Meßdaten von Tabelle 2.2 mit einem Comptonisierungsspektrum nach Sunyaev und Titarchuk (1980; vgl. Abschnitt 6.2.2). Die Elektronentemperatur beträgt 13.6 keV und die optische Tiefe 7.4.

schwächer wird) und erreicht schließlich 100% bei etwa 150 keV. Wird $q_o = 0.5$ bzw. $q_o = 1.0$ angenommen, liegt der Beitrag zwischen 2 keV und 10 keV bei 20% bzw. 18%. Eine nicht konstante Dichteverteilung wird von Rothschild et al. unter diesen Bedingungen ausgeschlossen, da sie den Anteil dieser aktiven Galaxien am Röntgenhintergrund noch erhöhen würde.

Aus diesen Berechnungen lassen sich Schlußfolgerungen über den Beitrag von Quasaren zum Röntgenhintergrund bei 100 keV ziehen: Da bei 100 keV und darüber hinaus der Hauptanteil am Röntgenhintergrund von nicht aufgelösten aktiven Galaxien (ohne BL Lac-Objekte und ohne Quasare) stammt (Rothschild et al., 1983), muß der Anteil der Quasarstrahlung am Hintergrund bei diesen Energien klein sein. Da aber Quasare mindestens so viel wie Seyfert-Galaxien im Bereich zwischen 1 keV und 3 keV zum Hintergrund beitragen dürften, müssen ihre Spektren unterhalb von $\approx$ 100 keV abbrechen.

In den Röntgenmessungen von 3C 273 schien sich ein Abknicken des Spektrums oberhalb von etwa 30 keV anzudeuten (Abbildung 2.5), obwohl ein einfaches Potenzgesetz durch die Daten nicht ausgeschlossen wird.

Da mit dem Ballonexperiment HEXE (High Energy X-ray Experiment) des Astronomischen Instituts der Universität Tübingen und des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik in Garching ein solches Abknicken innerhalb einer Beobachtung von wenigen Stunden nachweisbar wäre, wurde im September 1981 eine Messung von 3C 273 durchgeführt.

3. Die Datenanalyse

3.1 Das Ballonexperiment HEXE und die Beobachtung von 3C 273

Am 28. September 1981 fand ein insgesamt 22-stündiger Ballonflug mit dem Teleskop HEXE (High Energy X-ray Experiment) des Astronomischen Instituts Tübingen und des Max-Planck-Instituts Garching in Palestine, Texas statt. Das Detektorsystem des Experiments besteht neben einem gekühlten Germanium-Halbleiterdetektor, der für die Beobachtung von 3C 273 keine Rolle spielte, aus 12 Phoswich-Detektoren mit 3 mm dicken NaJ(Tl)-Szintillationskristallen und 50 mm dicken CsJ(Tl)-Kristallen zur Abschirmung. Die gesamte effektive Fläche der Phoswich-Detektoren beträgt 2200 cm^2, das Blickfeld ist durch Kollimatoren auf $3^\circ \times 3^\circ$ volle Halbwertsbreite begrenzt.

Eine ausführliche Beschreibung des Experiments wird bei Reppin et al. (1978) und Bezler et al. (1984) gegeben.

Während dieses Ballonflugs wurde 3C 273 für 3.8 Stunden beobachtet. Die effektive atmosphärische Tiefe (vgl. Abschnitt 3.2.4) variierte während dieser Beobachtung zwischen 3.08 g/cm^2 und 4.23 g/cm^2. Die effektive zur Quellbeobachtung benutzte Fläche betrug 1462 cm^2, die effektive Meßzeit der Quelle 5316 Sekunden und das Flächen-Zeit-Produkt 7.8×10^6 $cm^2 s$. Es wurden etwa 48 000 Röntgenquanten im Energiebereich zwischen 18 keV und 240 keV von der Quelle registriert. Die Quelle wurde mit einer Signifikanz von 43σ beobachtet. Unter der Signifikanz wird das Verhältnis der Anzahl registrierter Quellphotonen zum statistischen Fehler dieser Zahl verstanden.

3.2 Schematische Darstellung der Datenauswertung

Vor der Beschreibung der Auswertung in Abschnitt 3.3 werden zunächst einige wichtige Begriffe erläutert und das Auswertungsverfahren schematisch dargestellt.

3.2.1 Die on-off-Methode

Bei der Beobachtung einer Quelle im Röntgenbereich werden außer Quellphotonen weitere Ereignisse registriert, nämlich geladene Teilchen aus der kosmischen Strahlung, Photonen aus der diffusen und atmosphärischen Hintergrundstrahlung, sowie Sekundärprodukte aus Wechselwirkungen von geladenen Teilchen, Neutronen und Gammaquanten mit der Materie der Detektoranordnung. Dieser Hintergrund muß möglichst gut bestimmt werden, z.B. durch eine Ausrichtung des Teleskops dicht neben die Quelle.

Bei Quellen, die deutlich schwächer als der Hintergrund sind, erhält man das beste Signal-Rausch-Verhältnis mit Hilfe der 'on-off'-Methode, bei der abwechselnd in gleichlangen Intervallen die Quelle mit Hintergrund (on) und der Hintergrund

allein (off) gemessen werden (Roos, 1979).

3.2.2 Der geometrische Wichtfaktor

Der Phoswich-Detektor der Ballongondel besteht aus drei Blöcken zu je vier Detektoren, die eine geometrische Fläche von je 200 cm^2 Fläche haben. Zur Messung steht aber nicht die ganze Fläche zur Verfügung, da jedem Block ein Kollimator zur Beschränkung des Gesichtsfeldes auf 3° x 3° FWHM (volle Halbwertsbreite) vorgesetzt ist. Selbst wenn der Detektor genau mit der optischen Achse auf eine Quelle ausgerichtet ist, wird die Detektorfläche von 2400 cm^2 durch die Kollimatorquerschnitte auf eine effektive Fläche von ca. 2200 cm^2 verkleinert. Dazu kommt eine Korrektur für die Abschattung durch die Kollimatoren, wenn die Detektorfläche nicht senkrecht von der Quelle bestrahlt wird. Diese Korrektur wird geometrischer Wichtfaktor genannt. Der Wichtfaktor wird mit Hilfe der Abweichungen von den Soll-Positionen in Azimut und Elevation während der Messung und der in erster Näherung dreiecksförmigen Kollimator-Charakteristik (3° FWHM) berechnet. Die Abweichung von der Soll-Position wird durch einen Sonnen- oder Sternsensor, sowie durch Eichmessungen an starken Röntgenquellen kontrolliert. Die durch die verbleibende Unsicherheit von typisch 0.1° entstehenden systematischen Fehler werden in Abschnitt 3.6.1 diskutiert.

3.2.3 Die Totzeit

Es gibt kurze Zeitspannen, in denen die in einen Detektor einfallenden Photonen nicht gemessen werden können. Das ist der Fall, wenn ein Vorverstärker durch die Registrierung eines geladenen Teilchens in einem Detektor übersteuert ist, oder wenn die Auswertung eines kurz vorher eingefallenen Photons noch nicht abgeschlossen ist. Die durch geladene Teilchen verursachte Totzeit (pro Teilchen 50 μs) wurde zu Beginn des Fluges experimentell ermittelt. Sie wirkt sich relativ stark aus, weil die vier Detektoren eines Blocks an denselben Summierverstärker angeschlossen sind, so daß ein geladenes Teilchen in einem Detektor gleichzeitig vier Detektoren blockiert. Die Totzeit, die durch die Auswertungsdauer eines Photons entsteht, wurde durch einen elektronischen Zähler während der Messung bestimmt. Sie ist proportional zur Energie des Photons und beträgt pro Photon maximal 100 μs.

Insgesamt betrug die Totzeit 38% der Beobachtungszeit, so daß der Korrekturfaktor 1.6 ist (Hasinger, 1984).

3.2.4 Die effektive atmosphärische Tiefe

Da sich der Detektor bei Ballonmessungen nicht außerhalb der Erdatmosphäre befindet, muß die Schwächung der Röntgenstrahlung in der Restatmosphäre zwischen Quelle und Detektor berücksichtigt werden. Die Wechselwirkung der

Photonen mit der Luft geschieht durch Photoeffekt und Compton-Effekt, wobei der Photoeffekt bei niedrigen Energien bis etwa 60 keV und der Compton-Effekt bei höheren Energien überwiegt. Der Energieverlust der Photonen beim Compton-Effekt kann hier wie eine Absorption behandelt werden, da bei der Streuung die Richtung eines Photons mit hoher Wahrscheinlichkeit so stark verändert wird, daß es den Detektor nicht mehr trifft. Ein Maß für die Flughöhe und damit für die Absorption ist die atmosphärische Tiefe, die mit Hilfe eines Druckmeßgeräts auf der Gondel bestimmt wird. Bei der effektiven atmosphärischen Tiefe wird außer der Flughöhe noch berücksichtigt, daß der Weg der Strahlung durch die Atmosphäre umso länger ist, je größer die Zenitdistanz der Blickrichtung des Detektors ist.

3.2.5 Die Detektorcharakteristik

In den Schutzabdeckungen (aus Beryllium, Polystyrol, Rohacell 31 und Epoxyd mit Glasfaser) vor den Detektorkristallen wird vor allem die Röntgenstrahlung mit einer Energie unterhalb von etwa 30 keV weiter geschwächt.

In den mit Thallium dotierten NaJ- oder CsJ-Kristallen wird die Energie der Röntgenphotonen durch Photo- oder Compton-Effekt in kinetische Energie von Elektronen umgewandelt. Weitere Elektronen können durch den Auger-Effekt in einen ungebundenen Zustand übergehen. Die so entstandenen Elektron-Loch-Paare wandern durch den Kristall bis sie auf die als Störstellen wirkenden Thalliumatome treffen. Dort rekombinieren die Elektron-Loch-Paare und die Energie wird in Form von optischen Photonen frei. Diese Photonen werden mit Hilfe von Photomultipliern in elektrische Impulse umgewandelt.

Es entstehen jedoch Verluste dadurch, daß Röntgenphotonen den Kristall ohne Wechselwirkung durchqueren können. Das wird umso wahrscheinlicher, je höher die Energie eines Röntgenphotons ist. Weitere Verluste entstehen durch das Entweichen von Fluoreszenzlicht. Auch ist die Anzahl der im Kristall erzeugten optischen Photonen nur in erster Näherung linear abhängig von der aufgenommenen Röntgenenergie.

Wie eine Photonenverteilung im Detektor durch diese Effekte verändert wird, beschreibt die Detektorcharakteristik. Für den Detektor der Ballongondel wurde die Charakteristik von Kahabka (1983) in Form der sogenannten Response-Matrix berechnet.

Weiter muß berücksichtigt werden, daß das Auflösungsvermögen des Detektors energieabhängig ist und durch die Statistik der Prozesse bei der Umwandlung der Röntgenphotonen in elektrische Impulse begrenzt ist. Das Auflösungsvermögen beträgt 20% bei 60 keV und ist proportional zu $E^{-1/2}$.

3.2.6 Die Faltung des Spektrums

Da die Absorption in der Atmosphäre und die Detektorcharakteristik energieabhängig sind, hängt die Veränderung des Quellspektrums von dessen ursprünglicher Form ab. Man geht bei der Auswertung deshalb von einem Modell des Quellspektrums (z.B. von einem Potenzgesetz) aus und wählt geeignete Parameter (Intensität, Steigung) für dieses Spektrum. Dann wird die Veränderung dieses Spektrums in der effektiven Restatmosphäre, in den Schutzabdeckungen und im Detektor selbst berechnet. Das endliche Auflösungsvermögen des Detektors wird simuliert, indem die bei einer bestimmten Energie theoretisch berechnete Photonenanzahl mit Hilfe einer Gaußverteilung, deren Breite dem Auflösungsvermögen des Detektors entspricht, 'verschmiert' wird.

Das so erhaltene Spektrum wird verglichen mit dem Rohspektrum, das durch Multiplikation der Differenz zwischen on- und off-Beobachtung mit dem geometrischen Wichtfaktor und dem Totzeitfaktor gewonnen wird (vgl. Abbildung 3.1).

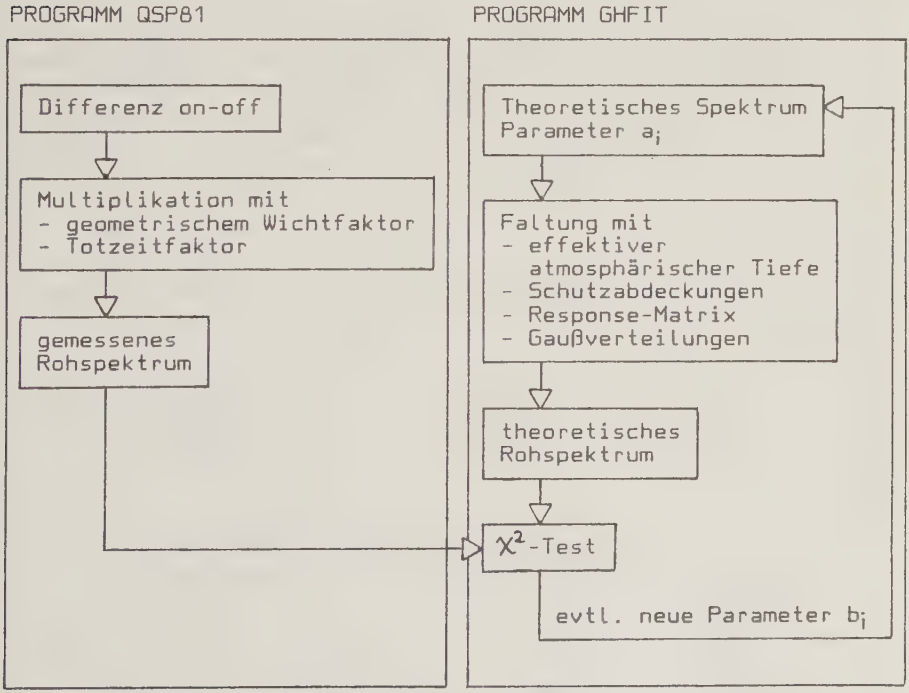

Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der spektralen Datenauswertung.

Der Vergleich der beiden Spektren erfolgt mit Hilfe eines χ^2-Tests (Brandt, 1981). Dazu wird der χ^2-Wert berechnet:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(x_i - \bar{x}_i)^2}{\sigma_i^2} \qquad (3.1)$$

wobei N die Anzahl der Meßpunkte,
x_i der i-te Meßpunkt
$\bar{x}_i$ der i-te theoretische Wert
σ_i der Fehler des i-ten Meßpunktes ist.

Die Parameter des theoretischen Spektrums werden solange variiert, bis die theoretischen Werte optimal an die gemessenen Werte angepaßt sind und das χ^2 minimal wird.

3.3 Die Auswertung der Daten von 3C 273

Die Anfangs- und Endzeiten der on- und off-Intervalle können normalerweise dem Protokoll des Rechnerprogramms, das die Beobachtungen steuert, entnommen werden. Dieser Ausdruck vom Flug im September 1981 war fehlerhaft, so daß die Zeiten auf anderem Weg bestimmt werden mußten. Dazu wurden die Stellungen des Detektors in Azimut und Elevation von den Haushaltsbändern (das sind Datenbänder, auf denen während des Flugs Informationen über den Zustand des Experiments protokolliert werden) gelesen und graphisch dargestellt. Mit Hilfe dieser Zeichnungen konnten die Zeitpunkte bestimmt werden, zu denen der Detektor zwischen Quelle und Hintergrund umorientiert wurde.

Aus den Intervallen mußten Zeiten der Energieeichung und der Änderung des AGC-Status (Automatic Gain Control; vgl. Abschnitt 3.6.2) herausgetrennt werden, da zu diesen Zeiten die Eichparameter nicht definiert sind.

Anhand von Azimut- und Elevationsstellung der Detektoren, der Position der Quelle und des gemessenen Luftdrucks wurden dann für jedes Quellintervall die mittleren geometrischen Wichtfaktoren und die mittlere effektive atmosphärische Tiefe bestimmt.

Die Anfangs- und Endzeiten der Quell- und Hintergrundintervalle sowie die geometrischen Wichtfaktoren und die effektiven atmosphärischen Tiefen (vgl. Tabelle 3.1) sind Eingabedaten für ein Programm, das die Magnetbänder, die während der Beobachtung beschrieben wurden, liest. Das Programm berechnet die Energie jedes gültigen Ereignisses in keV aus der aufgezeichneten Kanalzahl mit Hilfe der aktuellen Eichparameter (vgl. Abschnitt 3.6.2). Für jedes Intervall und getrennt für jeden Detektor schreibt das Programm eine Kopfzeile und alle Ereignisse mit ihrer Energie aus. Die Kopfzeile enthält die Anfangs- und Endzeit des Intervalls, die geometrischen Wichtfaktoren und die effektive atmosphärische Tiefe.

Dadurch können beliebige Beobachtungsintervalle, Detektoren und Energiebereiche ausgewählt werden, für die dann mit dem Programm QSP81 ein gemeinsames Rohspektrum erstellt werden kann.

Dies ermöglicht systematische Vergleiche verschiedener Detektoren und Zeitbereiche. Diese Vergleiche zeigten, daß bei der Beobachtung von 3C 273 die Intensität im gesamten Energiebereich zwischen 18 keV und 240 keV in insgesamt vier Intervallen auffallend niedrig war. Eine genauere Analyse ergab, daß die Zählraten in den Detektorblöcken 1 und 2 in Ordnung, im Block 3 aber in allen vier Detektoren zu niedrig waren. Die Ursache konnte nicht eindeutig geklärt werden, möglicherweise entstand ein Fehler in der Logik der Elektronik.

Außerdem konnten Ereignisse des Detektors 2 im Block 1 und die Detektoren 2 und 4 im Block 3 in den ersten 32 Intervallen nicht ausgewertet werden, da Schwankungen in der AGC auftraten und eine Eichung deshalb nicht möglich war.

Tabelle 3.1: Überblick über alle Beobachtungsintervalle mit Anfangs- und Endzeit in Universal Time (UT), Intervalldauer in Sekunden, effektiver atmosphärischer Tiefe (eaT) in Gramm pro cm^2 und geometrischen Wichtfaktoren (gWf) für alle drei Detektorblöcke. In den letzten Spalten sind die Detektoren gekennzeichnet, aus denen Ereignisse in dem betreffenden Intervall für die weitere Auswertung verwendet wurden; 1 bedeutet in diesem Detektor registrierte Ereignisse wurden im angegebenen Intervall ausgewertet, 0 sie wurden nicht ausgewertet.

Nr	Anfang UT	Ende UT	Dauer sec	eaT g/cm^2	gWf für Block 1	2	3	Detektorblock 1	2	3
1	17.472	17.503	113.7					1011	1111	0000
2	17.510	17.584	266.3	3.26	.614	.601	.608	1011	1111	0000
3	17.590	17.618	101.8					1011	1111	1010
4	17.689	17.754	231.6	3.20	.934	.931	.933	1011	1111	1010
5	17.762	17.835	263.8					1011	1111	1010
6	17.841	17.922	291.4	3.22	.959	.958	.958	1011	1111	1010
7	17.931	18.005	265.6					1011	1111	1010
8	18.010	18.089	284.2	3.22	.923	.921	.921	1011	1111	1010
9	18.094	18.170	269.4					1011	1111	1010
10	18.175	18.277	367.0	3.18	.861	.861	.859	1011	1111	1010
11	18.282	18.388	383.6					1011	1111	1010
12	18.402	18.424	79.0	3.16	.899	.897	.898	1011	1111	1010
13	18.428	18.507	283.3					1011	1111	1010
14	18.515	18.590	267.6	3.16	.869	.864	.867	1011	1111	1010
15	18.596	18.677	290.4					1011	1111	1010
16	18.687	18.756	248.3	3.13	.742	.732	.735	1011	1111	1010
17	18.761	18.835	265.2					1011	1111	1010
18	18.840	18.919	284.2	3.08	.723	.716	.720	1011	1111	1010
19	18.924	18.961	130.2					1011	1111	1010
20	18.961	18.979	66.7					1011	1111	1010
21	18.979	19.008	102.0					1011	1111	1010

22	19.011	19.014	10.9	3.10	.831	.825	.828	1011	1111	1010
23	19.014	19.062	173.1	3.10	.831	.825	.828	1011	1111	1010
24	19.143	19.171	103.1					1011	1111	1010
25	19.175	19.235	216.5	3.14	.743	.736	.740	1011	1111	1010
26	19.235	19.256	74.8	3.14	.743	.736	.740	1011	1111	1010
27	19.265	19.338	263.4					1011	1111	1010
28	19.343	19.386	154.6	3.20	.718	.701	.716	1011	1111	1010
29	19.400	19.421	75.4	3.23	.733	.719	.730	1011	1111	1010
30	19.424	19.508	298.3					1011	1111	1010
31	19.511	19.586	269.9	3.29	.739	.729	.736	1011	1111	1010
32	19.592	19.651	213.2					1011	1111	1010
33	19.727	19.755	99.2	3.33	.757	.746	.754	1111	1111	1111
34	19.760	19.772	43.1					1111	1111	1111
35	19.773	19.793	71.9					1111	1111	1111
36	19.793	19.824	110.3					1111	1111	1111
37	19.908	19.931	82.6	3.45	.810	.803	.807	1111	1111	0000
38	20.005	20.037	115.1					1111	1111	0000
39	20.093	20.174	290.3					1111	1111	1111
40	20.178	20.258	283.5	3.56	.740	.724	.738	1111	1111	1111
41	20.264	20.337	260.2					1111	1111	1111
42	20.342	20.414	259.4	3.63	.844	.837	.841	1111	1111	1111
43	20.435	20.503	246.5					1111	1111	1111
44	20.507	20.590	298.7	3.72	.894	.894	.892	1111	1111	1111
45	20.600	20.672	257.8					1111	1111	1111
46	20.677	20.754	275.0	3.83	.906	.905	.904	1111	1111	1111
47	20.762	20.837	271.2					1111	1111	1111
48	20.841	20.910	248.3	3.96	.919	.917	.917	1111	1111	1111
49	21.078	21.193	410.8	4.23	.600	.569	.597	1111	1111	1111
50	21.261	21.279	64.1	4.23	.600	.569	.597	1111	1111	1111

Als zusätzlicher Test wurden von allen drei Detektorblöcken die Rohspektren von Hintergrund und Quelle berechnet und miteinander verglichen. Keines der Spektren wies irgendwelche Besonderheiten auf.

3.4 Anpassung verschiedener Modelle

3.4.1 Das Potenzgesetz

Da die atmosphärische Tiefe während der Beobachtung zwischen 3.08 g/cm² und 4.23 g/cm² schwankte (vgl. Abbildung 3.2), konnte nicht ein gemeinsames Spektrum aller Intervalle gefaltet werden. Die Beobachtungszeit wurde daher in vier annähernd gleichlange Teile geteilt, für jedes Viertel ein Rohspektrum erstellt und bei der Faltung für jedes Viertel ein konstanter mittlerer Wert für die effektive atmosphärische Tiefe benutzt.

An diese vier Rohspektren (vgl. Abbildung 3.3a,b) wurden zuerst Fits mit einem Potenzgesetz gemacht:

$$dN(E)/dE = A \cdot (E(keV)/50keV)^{-\alpha} \qquad (3.2)$$

Durch die Normierung auf 50 keV werden die beiden Parameter Intensität A und Index α möglichst unabhängig voneinander und die 1σ-Kontur wird möglichst kreisförmig. Die 1σ-Kontur gibt den Bereich an, innerhalb dessen die wahren Werte der beiden Parameter mit 68% Wahrscheinlichkeit liegen, die 1.6σ-Kontur den Bereich, innerhalb dessen die Parameter mit 90% Wahrscheinlichkeit liegen (Abbildung 3.5).

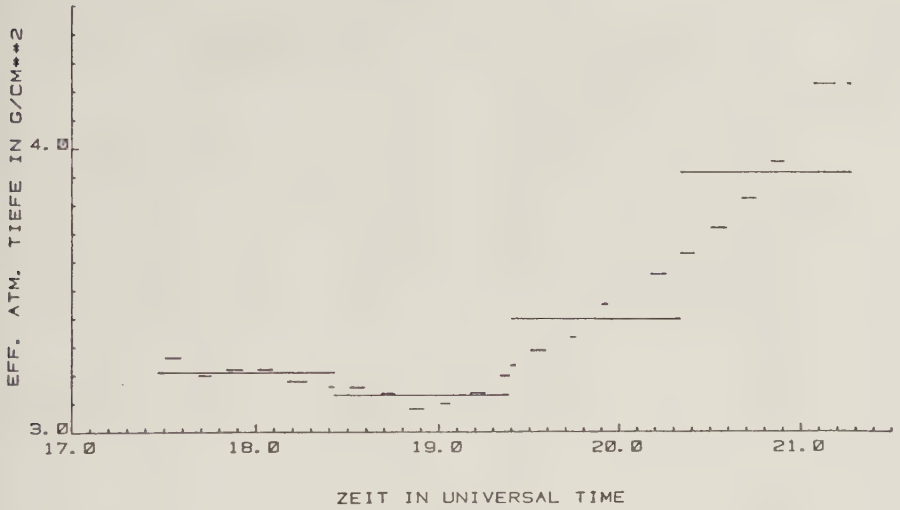

Abbildung 3.2: Schwankungen der atmosphärischen Tiefe während der Beobachtung von 3C 273 und die zur Auswertung benützten Mittelwerte.

Die vier Photonenspektren waren innerhalb statistischer Schwankungen miteinander konsistent, so daß es gerechtfertigt war ein gemeinsames Spektrum zu erstellen (vgl. Abbildungen 3.3c,d, 3.4).

Hierzu wurde zunächst der Mittelwert der spektralen Indizes berechnet und alle vier Spektren noch einmal mit diesem (diesmal festgehaltenen) Index entfaltet. Dann wurde das Mittel dieser vier Photonenspektren gebildet und wieder mit zwei freien Parametern (Intensität und Steigung) gefittet. Der durch dieses Verfahren möglicherweise erzeugte systematische Fehler ist sicherlich kleiner als der Fehler, der durch die Annahme einer konstanten effektiven atmosphärischen Tiefe über die ganze Beobachtungszeit hinweg entstanden wäre. Die Parameter der Spektren sind in Tabelle 3.2 angegeben.

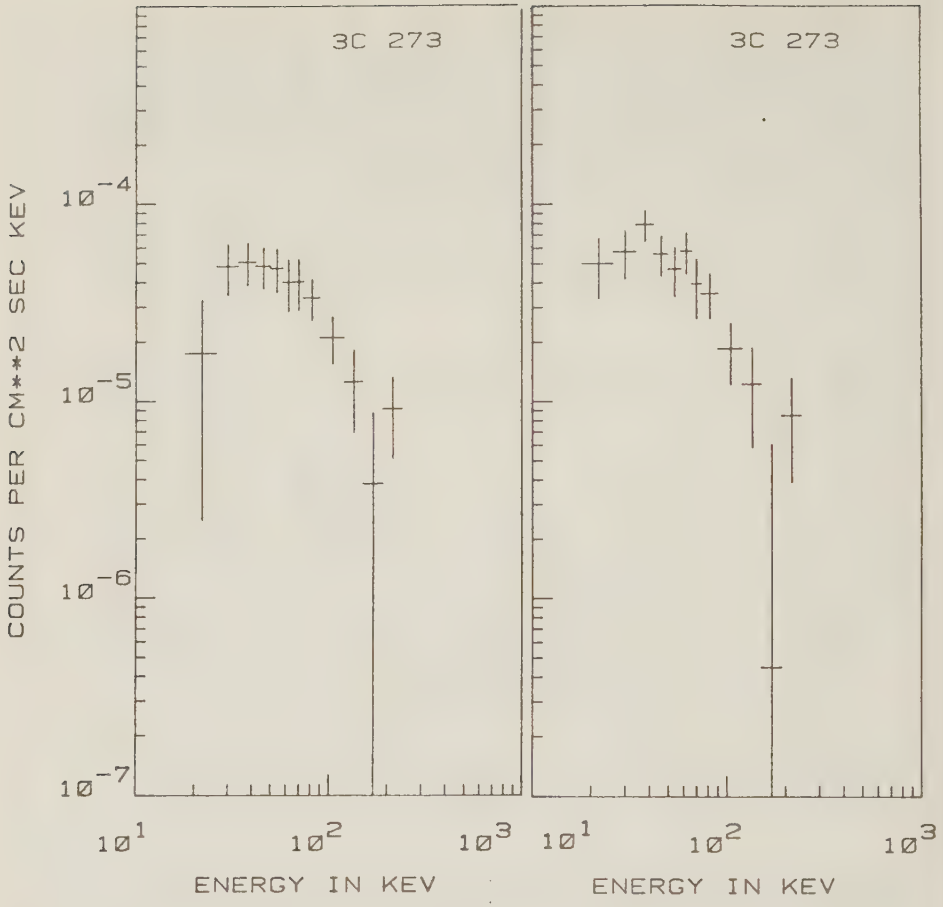

Abbildung 3.3a: Rohspektren des ersten und zweiten Beobachtungsviertels.

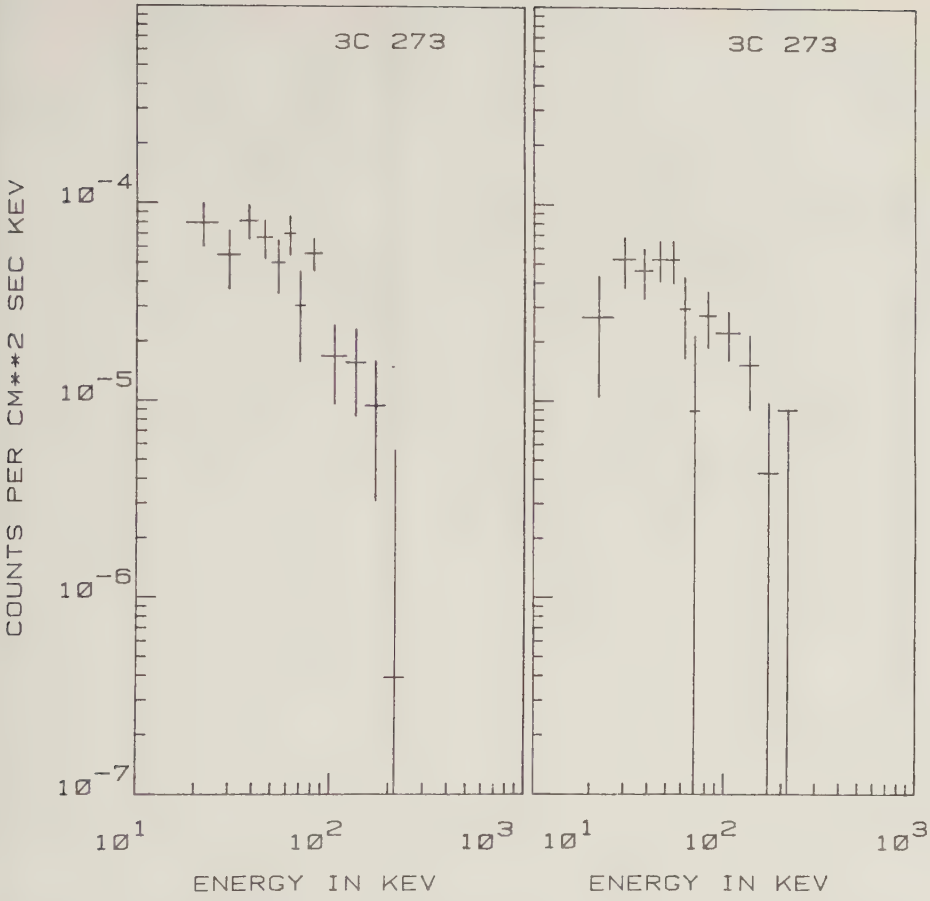

Abbildung 3.3b: Rohspektren des dritten und vierten Beobachtungsviertels.

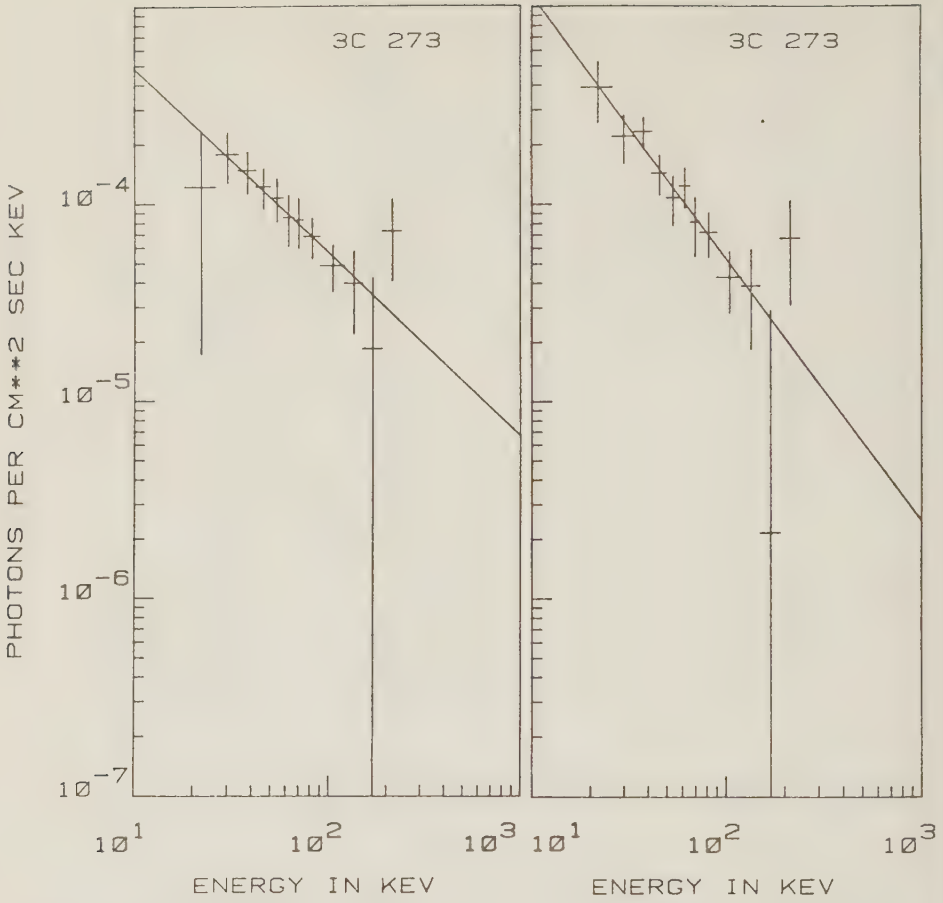

Abbildung 3.3c: Photonenspektren des ersten und zweiten Beobachtungsviertels.

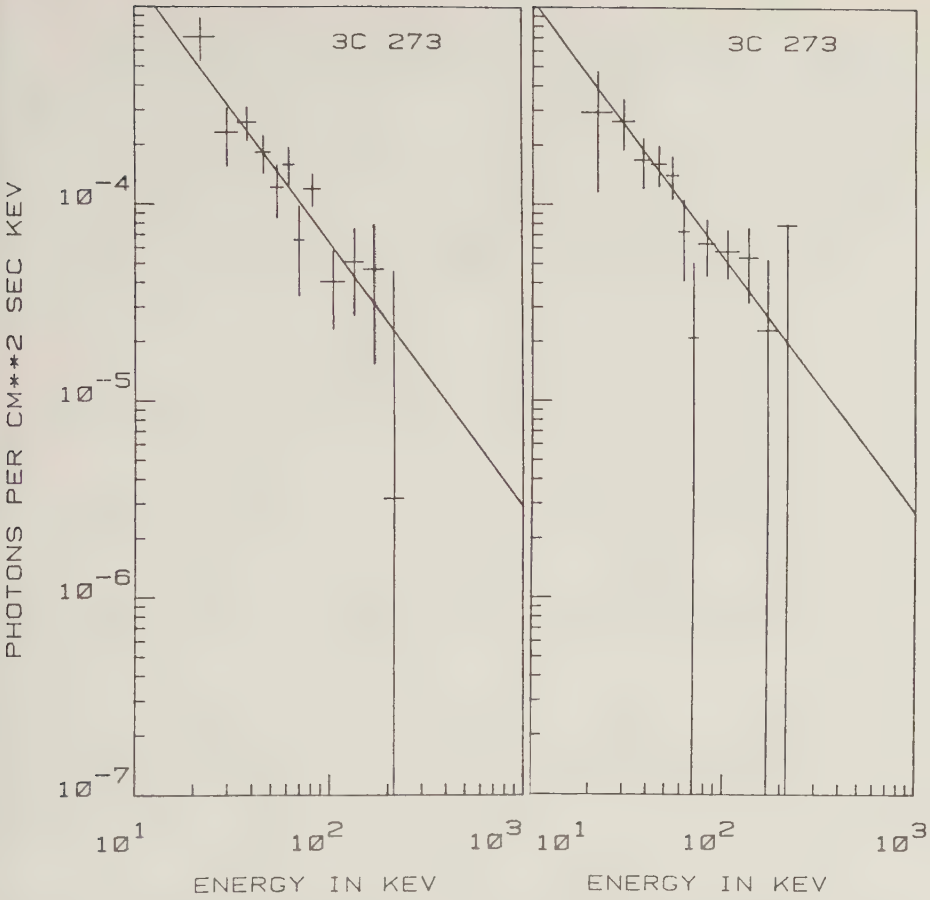

Abbildung 3.3d: Photonenspektren des dritten und vierten Beobachtungsviertels.

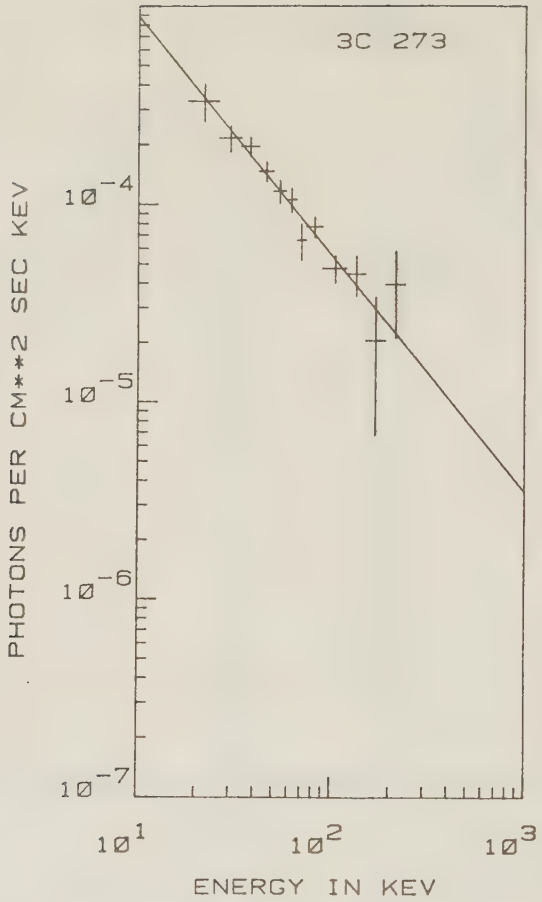

Abbildung 3.4: Photonenspektrum der ganzen Beobachtungszeit.

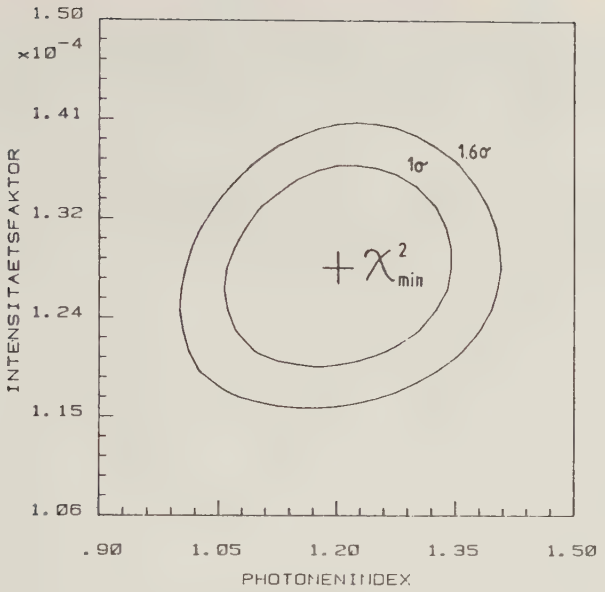

Abbildung 3.5: 1σ- und 1.6σ-Kontur der beiden Fitparameter.

Tabelle 3.2: Ergebnisse der Fits mit Potenzgesetz. A ist die Photonenintensität bei 50 keV in Einheiten von $10^{-4}/(cm^2$ sec keV), die mittlere effektive atmosphärische Tiefe (meaT) ist in g/cm^2, die angegebenen Fehler sind 1σ-Fehler (d.h. die Kantenlänge des die 1σ-Kontur einschließenden Rechtecks). Das χ^2 ist normiert auf 10 Freiheitsgrade.

	Teil 1	Teil 2	Teil 3	Teil 4	Gesamt-spektrum
A	1.08 ± .22	1.33 ± .22	1.62 ± .31	1.33 ± .34	1.28 ± .10
α	0.93 ± .35	1.33 ± .34	1.34 ± .40	1.30 ± .51	1.20 ± .17
χ^2	0.40	0.53	1.10	0.81	0.63
meaT	3.21	3.13	3.40	3.92	--

3.4.2 Das Comptonisierungsspektrum

Ein zweiter Fit an die Rohspektren wurde mit einem Comptonisierungsspektrum (Sunyaev, Titarchuk, 1980; vgl. Abschnitt 6.2.2) gemacht. Formal lieferten die Fits gute Ergebnisse (Beispiel in Tabelle 3.3). Aber an das gleiche Rohspektrum konnten bei gleicher Qualität der Fits (d.h. bei gleichem χ^2-Wert) deutlich verschiedene Parameter angepaßt werden. Das liegt daran, daß der exponentielle Abfall des

Spektrums nicht durch die Daten vorgegeben ist und irgendwo oberhalb von 200 keV liegen kann. Deshalb können die Elektronentemperatur und die optische Tiefe nicht eindeutig bestimmt werden, und die Berechnung statistischer Fehler für die Parameter war nicht sinnvoll.

Tabelle 3.3: Ergebnisse der Fits mit Comptonisierungsspektrum $J(E)\ E^{-1}$, ($J(E)$ aus Gleichung 6.3). C ist die Photonenintensität in Einheiten von $10^{-6}/(cm^2\ sec\ keV)$, die mittlere effektive atmosphärische Tiefe (meaT) ist in g/cm^2. Das χ^2 ist normiert auf 9 Freiheitsgrade.

	Teil 1	Teil 2	Teil 3	Teil 4
C	5.51	4.59	4.28	7.72
opt. Tiefe	3.3	2.0	1.7	2.6
kT in keV	275	156	196	93
χ^2	0.46	0.60	1.22	0.83
meaT	3.21	3.13	3.40	3.92

Folglich war es auch nicht sinnvoll, für die vier Teile der Beobachtungszeit ein gemeinsames Comptonisierungsspektrum zu entfalten. Stattdessen wurde ein dreidimensionales χ^2-Raster berechnet, indem alle drei Parameter des Comptonisierungsspektrums systematisch variiert wurden und zu jeder Kombination das χ^2 bestimmt wurde im Vergleich mit dem Gesamtspektrum, das mit Hilfe des Potenzgesetzes gewonnen wurde (Abschnitt 3.4.1).

Danach liegt die untere Grenze der Elektronentemperatur (68% Konfidenz) bei 150 keV, die optische Tiefe liegt dann bei 2 und der Vorfaktor bei 0.43×10^{-5}. Abbildung 3.6 zeigt das Comptonisierungsspektrum mit diesen Parametern und Abbildung 3.7 zeigt die 1σ-Kontur für die Elektronentemperatur und die optische Tiefe bei festem Intensitätsfaktor von 0.43×10^{-5}.

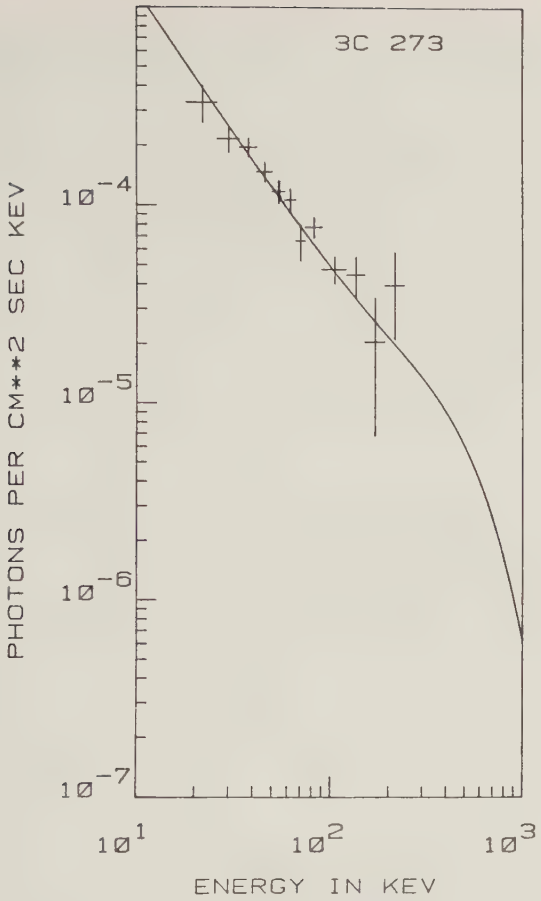

Abbildung 3.6: Comptonisierungsspektrum mit einer Elektronentemperatur von 150 keV und einer optischen Tiefe von 2 zusammen mit den Daten, die in Abschnitt 3.4.1 gewonnen wurden.

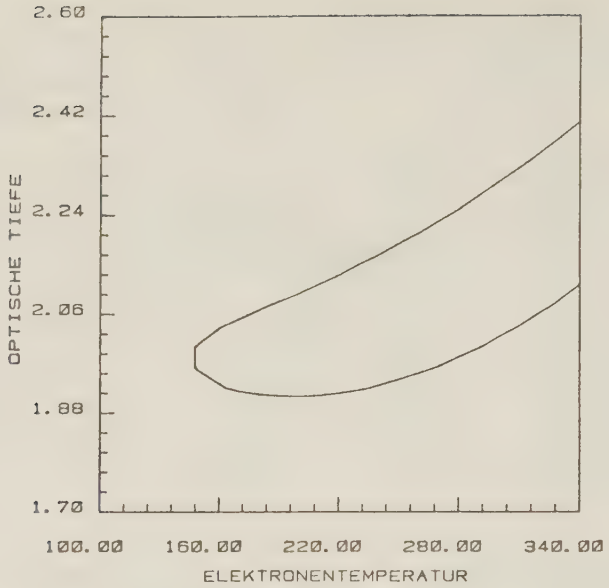

Abbildung 3.7: 1σ-Kontur der Elektronentemperatur und der optischen Tiefe.

3.4.3 Das Bremsstrahlungsspektrum nach dem Modell von Meszaros

Neben dem Potenzgesetz und dem Comptonisierungsspektrum wurde als drittes das Bremsstrahlungsspektrum nach dem Modell von Meszaros (1983; vgl. Abschnitt 6.2.8) an die Daten angepaßt.

Eine Faltung dieses Spektrums konnte aus zwei Gründen nicht durchgeführt werden. Einmal ist das Integral, das dieses Spektrum beschreibt (Gleichung 6.21) nur bei Elektronentemperaturen unterhalb von etwa 50 keV aufgrund einer Näherung geschlossen lösbar. Andererseits wäre eine numerische Berechnung mit sehr großen Ungenauigkeiten behaftet, da die in Gleichung (6.21) auftretende Emissivität nicht in kontinuierlichen Werten bekannt ist.

Aber das Spektrum läßt sich zwischen 18 keV und 240 keV für Werte der maximalen Elektronentemperatur zwischen 237 keV und 5110 keV gut durch ein Potenzgesetz für jede Elektronentemperatur approximieren (vgl. Fig. 2 bei Meszaros). Deshalb wurde das Gesamtspektrum von 3C 273, das durch die Faltungen der Potenzgesetze gewonnen wurde (Abschnitt 3.4.1) mit diesen approximierten Potenzgesetzen fester Steigung bei freier Intensität mit Hilfe von χ^2-Werten verglichen.

Diese Vergleiche zeigen, daß man das χ^2-Minimum bei einer maximalen Elektronentemperatur von etwa 7560 keV erhält, die

untere Grenze (68% Konfidenz) der Elektronentemperatur liegt bei etwa 3000 keV (Tabelle 3.4).

Tabelle 3.4: Zu verschiedenen maximalen Elektronentemperaturen (in keV) ist die Steigung des zwischen 18 keV und 240 keV approximierten Potenzgesetzes und der χ^2-Wert angegeben, den man aus dem Vergleich der approximierten Potenzgesetze mit dem Spektrum von 3C 273 (Abschnitt 3.4.1) erhält. Spektren, die mit * gekennzeichnet sind, sind nicht Fig. 2 von Meszaros entnommen, sondern wurden durch Extrapolation gewonnen.

kT	237	511	1110	2370	3000	5110	7560	11100
					*		*	*
α	1.75	1.53	1.40	1.32	1.29	1.23	1.20	1.17
χ^2	3.38	1.62	0.96	0.71	0.66	0.58	0.57	0.58

3.5 Untersuchung der Zählratenschwankungen

In drei verschiedenen Energiebereichen, von 18 keV bis 42 keV, 42 keV bis 100 keV und 100 keV bis 240 keV, wurden die Zählraten der on- und off-Intervalle auf überstatistische Schwankungen untersucht. Die Hintergrundzählraten sollten Schwankungen zeigen, die der Poissonstatistik gehorchen, ebenso die Quellzählraten, wenn die Quelle während der Messung nicht variabel war. Bei einem Quasar sind Variationen auf einer Zeitbasis von 4 bis 5 Minuten, die so stark sind, daß sie eindeutig vom Rauschen des Hintergrunds getrennt werden könnten, sehr unwahrscheinlich.

3.5.1 Untersuchung der Hintergrundzählraten

Es wurden mehrere kurze off-Intervalle zusammengefaßt, so daß die Untersuchungen mit 20 Intervallen (statt ursprünglich 25) gemacht wurden, von denen keines kürzer als 100 Sekunden war. In allen drei Energiebereichen wurden Histogramme der Zählraten erstellt. Dazu wurden alle Zählraten normiert auf eine Intervalldauer von 260 Sekunden und auf eine Detektorfläche von 1785 cm^2.

Wenn nur statistische Schwankungen auftreten, wird in jedem Histogramm mit Mittelwert $\bar{x}$ eine Streuung

$$\sigma_1 = \left((1/(n-1)) \sum_{i=1}^{n} (x_i-\bar{x})^2\right)^{1/2} \qquad (3.3)$$

(x_i Zählrate (counts/Intervall) im i-ten Bin, n = 20 Bins) erwartet, die mit der Streuung $\sigma_2=\sqrt{\bar{x}}$ einer Poissonverteilung mit dem gleichen Mittelwert $\bar{x}$ identisch ist.

Bei diesen hohen Mittelwerten läßt sich die Poissonverteilung durch eine Normalverteilung mit Mittelwert $\bar{x}$ und Streuung $\sqrt{\bar{x}}$ annähern, so daß man die Streuungen σ_1 und σ_2 mit Hilfe des F-Tests (Brandt, 1981) vergleichen kann. Danach können zwei Verteilungen bezüglich ihrer Streuung mit 95% Vertrauenswahrscheinlichkeit als gleich betrachtet werden, wenn σ_1^2/σ_2^2 kleiner als 2.16 bei je 19 Freiheitsgraden ist.

Dies trifft in den Energiebereichen von 18 keV bis 42 keV und 100 keV bis 240 keV nicht zu. Diese Hintergrundzählraten zeigen überstatistische Schwankungen (Tabelle 3.5).

Tabelle 3.5: Hintergrund: Mittelwerte $\bar{x}$ und Streuungen σ_1 der Histogramme und σ_2 der Poissonverteilungen, Verhältnisse der Varianzen und die normierten χ^2-Werte der Fits mit konstanter Zählrate.

Energiebereich (keV)	18 - 42	42 - 100	100 - 240
Mittelwert $\bar{x}$ in counts/Intervall (260s)	5654	9308	20298
Streuung σ_1 in counts/Intervall	140	104	486
Streuung σ_2 der Poissonverteilung	75	96	143
σ_1^2/σ_2^2	3.48	1.17	11.55
χ^2-Wert	2.7	1.1	5.6

Als zweiter Test wurden die Zählraten in allen drei Energiebereichen mit einem konstanten Wert gefittet. Die normierten χ^2-Werte (19 Freiheitsgrade) sind in Tabelle 3.5 aufgeführt, sie bestätigen das Ergebnis des F-Tests.

Die starken Abweichungen einiger Intervalle vom Mittelwert zeigen jedoch keine Systematik, so daß es kein Kriterium gibt, bestimmte Intervalle von der Auswertung auszuschließen.

Um zu überprüfen, ob die großen Streuungen des Hintergrunds Einfluß auf die spektrale Auswertung der Daten haben, wurde das Spektrum noch einmal nur im mittleren Energiebereich zwischen 42 keV und 90 keV mit einem Potenzgesetz gefittet. Wieder wurden zuerst die vier Rohspektren einzeln gefaltet, dann der Mittelwert der vier Spektralindizes berechnet und mit diesem festgehaltenen Wert nochmals alle Rohspektren gefaltet und das Mittel der vier Photonenspektren gebildet. Da der Energiebereich zwischen 42 keV und 90 keV schmal ist, sind die Fehler für die spektralen Indizes entsprechend hoch. Aber das Ergebnis zeigt, daß auch in diesem Bereich, in dem der Hintergrund keine überstatistischen Schwankungen zeigt, die Steigung für das Potenzgesetz nahe bei -1.20 liegt.

Tabelle 3.6: Ergebnisse der Fits mit Potenzgesetz im Energiebereich zwischen 42 keV und 90 keV. A ist die Photonenintensität bei 50 keV in Einheiten von $10^{-4}/(cm^2\ sec\ keV)$. Die angegebenen Fehler sind 1σ-Fehler, das χ^2 ist normiert auf 3 Freiheitsgrade.

	Teil 1	Teil 2	Teil 3	Teil 4	Gesamt-spektrum
A	$1.14 \pm .40$	$1.28 \pm .43$	$1.48 \pm .57$	$1.39 \pm .48$	$1.30 \pm .19$
α	1.02 ± 1.05	1.15 ± 1.14	0.75 ± 1.23	2.29 ± 1.82	$1.22 \pm .54$
χ^2	0.02	0.27	1.51	1.23	0.96

3.5.2 Untersuchung der Quellflüsse

In Anpassung an die Untersuchung der Hintergrundzählraten wurden auch einige der 25 Quellintervalle zusammengefaßt und die statistischen Untersuchungen mit 20 Intervallen gemacht. Wieder wurden alle Zählraten auf eine Intervalldauer von 260 Sekunden und eine Detektorfläche von 1785 cm^2 normiert.

Vor einem Vergleich muß der Anteil der Quelle in den Zählraten der on-Intervalle mit den verschiedenen effektiven atmosphärischen Tiefen und geometrischen Wichtfaktoren korrigiert werden. Deshalb wurde der Quellfluß eines einzelnen Intervalls bestimmt aus der Differenz der Zählraten eines on-Intervalls und eines benachbarten off-Intervalls, dann wurde die Quellzählrate mit dem geometrischen Wichtfaktor, der effektiven atmosphärischen Tiefe und der Detektorresponse korrigiert, wobei zur Faltung wurde ein Potenzgesetz mit Steigung -1.20 benützt wurde. Die zuvor subtrahierte Hintergrundzählrate wurde wieder addiert.

Aus den so berechneten Werten wurde wieder für jeden Energiebereich ein Histogramm erstellt und dessen Mittelwert $\bar{x}$ und Streuung σ_1 berechnet. Diese Streuung wurde verglichen mit der Streuung σ_2, die man unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung erhält, wenn sowohl für die on- wie die off-Intervalle die Poissonstatistik gilt (Tabelle 3.7).

Wieder gilt nach dem F-Test, daß mit einer Vertrauenswahrscheinlichkeit von 95% die beiden Verteilungen die gleiche Streuung haben, wenn das Verhältnis σ_1^2/σ_2^2 kleiner als 2.16 ist. Dies ist in allen drei Energiebereichen der Fall. Die Streuung der Zählraten in den on-Intervallen ist in allen drei Energiebereichen verträglich mit der erwarteten Poissonstatistik. Die Werte σ_1^2/σ_2^2 sind relativ klein, obwohl die Streuungen der Quellflüsse über die Fehlerfortpflanzung abhängig sind von den zum Teil stark schwankenden Hintergrundzählraten.

Tabelle 3.7: Quelle mit Hintergrund: Mittelwerte $\bar{x}$ und Streuungen σ_1 der Histogramme, Streuungen σ_2, die mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung aus den on- und off-Intervallen gewonnen wurden, und Verhältnisse der Varianzen.

Energiebereich (keV)	18 - 42	42 - 100	100 - 240
Mittelwert $\bar{x}$ in counts/Intervall (260s)	7438	10872	21877
Streuung σ_1 in counts/Intervall	718	518	1180
Streuung σ_2 aus der Poissonverteilung	753	421	969
σ_1^2/σ_2^2	0.91	1.51	1.48

Vergleicht man dagegen die Streuungen σ_1 der reinen Quellzählraten (also ohne den Hintergrund wieder zu addieren) mit den entsprechenden abgeleiteten Werten σ_2 aus der Poissonstatistik, so zeigt sich, daß das Verhältnis σ_1^2/σ_2^2 vor allem im Energiebereich zwischen 100 keV und 240 keV größer ist (Tabelle 3.8).

Tabelle 3.8: Quelle ohne Hintergrund: Mittelwerte $\bar{x}$ und Streuungen σ_1 der Histogramme, Streuungen σ_2 und Verhältnisse der Varianzen.

Energiebereich (keV)	18 - 42	42 - 100	100 - 240
Mittelwert $\bar{x}$ in counts/Intervall (260s)	1784	1564	1579
Streuung σ_1 in counts/Intervall	771	526	1452
Streuung σ_2 aus der Poissonverteilung	749	410	958
σ_1^2/σ_2^2	1.06	1.65	2.30

Eine Erklärung wäre, daß der Hintergrundanteil in den on-Intervallen weniger schwankt als in den off-Intervallen. Das könnte dann der Fall sein, wenn die off-Messungen durch Beiträge irgendeiner (variablen) Quelle gestört worden wären. In den off-Intervallen wurde der Hintergrund an zwei verschiedenen Postionen gemessen. Die Spektren der beiden Positionen zeigen jedoch keinen Unterschied, so daß sichergestellt ist, daß keine Röntgenquelle direkt im Blickfeld des Detektors stand. Wenn eine Quelle nur wenige Grad neben der optischen Achse des Detektors steht, so kann diese Quelle Beiträge zum Röntgenfluß durch die Transmission der Kollimatoren bei hohen Energien liefern. Der höchste Beitrag müßte im Block 2 mit dem Messingkollimator (20% Transmission

bei 200 keV) und der niedrigste im Block 1 mit dem graded-shield-Kollimator (eine Schichtung von Messing, Zinn und Kupfer, die 4% Transmission bei 200 keV hat) entstehen. Eine Untersuchung der Zählraten zwischen 180 keV und 240 keV getrennt für alle drei Detektorblöcke bestätigte dies aber nicht, so daß eine Erklärung für die überstatisischen Schwankungen der Hintergrundzählraten in den off-Intervallen offenbleibt.

3.6 Systematische Fehler bei der Messung

Neben den Fehlern, die durch statistische Schwankungen der Zählraten bedingt sind, treten bei der Messung auch systematische Fehler auf. Es ist wichtig diese Fehler abzuschätzen, um die Zuverlässigkeit der Ergebnisse zu kennen.

3.6.1 Azimuteinstellung

Bei horizontaler Montierung wird die Ausrichtung des Detektors durch die beiden Winkel Elevation und Azimut festgelegt. Als Bezugssystem für die Elevation dient das Schwerefeld der Erde, die Einstellung während des Flugs kann mit einer Genauigkeit von etwa 0.1 Grad erfolgen. Sie ist dadurch einfacher und genauer als die Einstellung des Azimuts, dessen Bezugssystem die Horizontalkomponente des Erdmagnetfelds ist. Bei der Bestimmung des Azimuts treten vor allem zwei Probleme auf: zum einen muß berücksichtigt werden, daß sich die Mißweisung zwischen geographischem und magnetischem Nordpol mit der Drift des Ballons während des Flugs ändert, zum zweiten wurde bei früheren Flügen festgestellt, daß das Magnetfeld durch Teile der Gondel wie Stahlseile oder Eisenballast lokal verändert wird.

Das erste Problem wird gelöst, indem während des Flugs die Position der Gondel in regelmäßigen Abständen mit Hilfe eines Omega-Navigationssystems (Götz, 1982) bestimmt wird; die Kenntnis der Position ist ohnehin notwendig, um den Ort eines Beobachtungsobjekts am Himmel berechnen zu können. Allerdings hängt die Zuordnung der horizontalen Soll-Magnetfeldkomponente zu einem geographischen Ort von dem Magnetfeldmodell ab, das benutzt wird.

Um die Verbiegung des Magnetfelds durch die Gondel festzustellen, wurden die Magnetometer zu Beginn des Flugs geeicht. Bezugssystem für die Magnetometer war ein Sonnensensor, der während der Beobachtung von 3C 273 ständig in Betrieb war. Die tatsächliche Ausrichtgenauigkeit im Azimut wird durch den Sonnensensor bestimmt und beträgt 0.1 Grad. Während der Beobachtung von 3C 273 trat eine Abweichung mit sinusförmigem Verlauf zwischen Sonnensensor und Magnetometern auf. Diese Abweichung wurde bei der Berechnung der geometrischen Wichtfaktoren berücksichtigt. Es gab aber auch Abweichungen von dieser Korrektur, die typisch $\lesssim$ 0.12 Grad waren. Berechnet man aus diesem Wert den resultierenden Fehler

der Quellintensität, so beträgt er bei der ungünstigsten Detektorstellung während der Messung 9.5%. Ein zweiter Beitrag zum systematischen Fehler der Azimutbestimmung entsteht, weil durch Gondelschwankungen die Blickrichtung des Detektors während eines Beobachtungsintervalls um den Mittelwert schwankt, der zur Bestimmung des geometrischen Wichtfaktors benutzt wurde. Zur Abschätzung des resultierenden Fehlers wurden Histogramme der Magnetometereinstellungen in jedem Beobachtungsintervall erstellt. Typische volle Halbwertsbreite der Histogramme war 0.1 Grad, was einer Intensitätsänderung von 3.7% im ungünstigsten Fall entsprechen würde.

3.6.2 Energieeichung

Da die Verstärkung eines Szintillationszählers über längere Zeiten nicht stabil bleibt, erfolgt die Energieeichung während des Flugs normalerweise mit einer automatischen Verstärkungskontrolle (AGC - Automatic Gain Control). Dazu ist vor jedem Detektorblock ein Am^{241}-Präparat montiert, das von einem Plastikszintillator umgeben ist. Dieser Plastikszintillator ist in Antikoinzidenz mit den Szintillationskristallen des Blocks geschaltet. Das Am^{241}-Präparat emittiert eine Linie bei 59.6 keV und gleichzeitig mit jedem Photon ein α-Teilchen. Diese Photonen werden im Zähler registriert und durch die Koinzidenz mit dem α-Teilchen als Eichereignisse erkannt.

Man kann in der statistischen Verteilung der Eichereignisse in zwei schmalen Fenstern, die symmetrisch zum Soll-Mittelwert von 59.6 keV liegen, die Anzahl der Eichereignisse vergleichen. Sind die Soll- und Ist-Verteilungen gegen einander verschoben, so werden in den beiden Fenstern nicht gleichviele Ereignisse registriert und die Verstärkung muß entsprechend nachgeregelt werden (Abbildung 3.8).

Tatsächlich werden während des Flugs nicht Verteilungen der Eichereignisse generiert, sondern es wird schon bei jedem Ereignis, dessen Energie in einem der beiden Fenster liegt, um einen bestimmten Betrag nachgeregelt. Dies hat den großen Vorteil, daß die Ist-Verteilung nicht durch eine momentane Verstärkungsdrift verschmiert wird.

Solange bei der Beobachtung von 3C 273 die AGC eingeschaltet war, betrug die Abweichung der Verstärkung vom Soll-Wert weniger als 1% (1σ) bei 60 keV. Während der Hälfte der Beobachtungszeit war die AGC jedoch ausgeschaltet, und in dieser Zeit findet man zusätzliche Abweichungen in der Energieeichung, die jedoch stets kleiner als 5% (absolut) bei 60 keV waren.

Diese Abweichungen ließen sich mit Hilfe der sogenannten Eichgeraden bestimmen. Dabei geht man von einem linearen Zusammenhang zwischen der Energie eines Photons und der gemessenen Pulsamplitude (Kanalzahl CH) aus. Kennt man die Energien von zwei Linien eines Eichpräparats, so ist mit den diesen Linien zugeordneten Energiekanälen die Eichgerade

(Steigung A, Achsenabschnitt B) bestimmt. Mit der Gleichung $E = A \cdot CH + B$ für diese Gerade kann jedem Ereignis seine Energie zugeordnet werden. Benutzt wurden hierfür die Linien eines Cd^{109}-Präparats bei 23.1 keV und 88.0 keV, mit dem unabhängig von der AGC etwa einmal pro Stunde eine zusätzliche Eichung gemacht wurde.

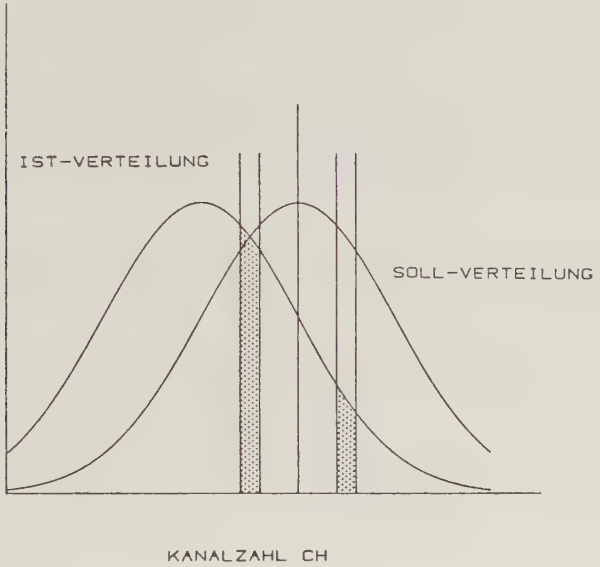

Abbildung 3.8: Verschiebung der Ist-Verteilung von Eichereignissen gegen die Soll-Verteilung. Die Mitte der Soll-Verteilung liegt bei der Kanalzahl, die 59.6 keV entspricht.

3.6.3 Atmosphärische Tiefe

Da der Ballon während des Fluges z.B. infolge von Temperaturschwankungen oder Ballastabwurf nicht in einer konstanten Höhe bleibt, ändert sich die atmosphärische Tiefe. Zusätzlich hängt die effektive atmosphärische Tiefe von der (zeitveränderlichen) Zenitdistanz der Quelle ab. Bei der Auswertung wurde die effektive atmosphärische Tiefe jedoch über jeweils ein Viertel der Beobachtungszeit konstant angenommen (vgl. Abbildung 3.2). Die größten Abweichungen vom Mittelwert treten im letzten Teil der Beobachtung auf, bei dem zur Faltung des Spektrums ein Wert von 3.92 g/cm^2 benutzt wurde, die tatsächliche effektive atmosphärische Tiefe aber zwischen 3.63 g/cm^2 und 4.24 g/cm^2 schwankte. Wiederholt man die in Abschnitt 3.4.1 beschriebene Faltprozedur mit dem obersten oder

untersten Wert der effektiven atmosphärischen Tiefe in jedem Viertel, so sind die Änderungen, die sich für die Fit-Parameter ergeben, klein gegen die 1σ-Fehler der Parameter. Die Steigung ändert sich um 11% des 1σ-Fehlers und die Intensität um 30% des 1σ-Fehlers.

3.6.4 Bewertung der systematischen Fehler

Ein Vergleich der systematischen Fehler mit den statistisch bedingten Unsicherheiten zeigt, daß die systematischen Fehler bei der Energieeichung und bei der atmosphärischen Tiefe vernachlässigbar sind. Dagegen liegen die 9.5%, um die die Intensität der Quelle im Extremfall durch Azimutabweichungen verfälscht sein kann, in der Größenordnung der statistischen Fehler der Meßwerte.

Zur Absicherung des Resultats der Messung von 3C 273 wurde eine Eichung des Instruments plus der Rechnerprogramme zur Datenanalyse durchgeführt. Mit denselben Rechnerprogrammen wie bei 3C 273 wurde eine Messung des Crab (Pulsar und Nebel) ausgewertet, die während desselben Fluges aufgenommen wurde (Hasinger, 1984). Das Spektrum des Crab ist in sehr guter Übereinstimmung mit anderen Messungen dieser Quelle. Ein Vergleich des vom AIT/MPE im September 1981 gemessenen Crabspektrums mit dem von Strickman et al. (1979) gemessenen zeigt eine Übereinstimmung im absoluten Fluß innerhalb weniger Prozent (weniger als 10% bei hohen Energien) über den Energiebereich von 18 keV bis 200 keV.

4. Vergleich der neuen Meßung von 3C 273 mit älteren Messungen

Ein Vergleich der Spektren aus Tabelle 2.C mit dem Resultat der Messung vom September 1981 (Abbildung 4.1) macht deutlich, wie sehr sich die Röntgenemission von 3C 273 verändert hat:

- Der cut-off, der sich in den früheren Messungen oberhalb von 30 keV andeutete, wurde nicht bestätigt. Vielmehr ist bis 240 keV kein cut-off erkennbar!
- Das Spektrum von 3C 273 ist sehr viel härter geworden. Der Photonenindex änderte sich von -1.67 (Primini et al., 1979) auf -1.20.
- Im Vergleich zu den HEAO-A4 Daten wurde ein Anwachsen der Leuchtkraft um einen Faktor 3 zwischen 20 keV und 200 keV beobachtet. Die Leuchtkraft beträgt jetzt 1.2×10^{47} erg/s, in diesem Energiebereich. Diese Änderung der Leuchtkraft hat eine Signifikanz von 6 Standardabweichungen.

Das bedeutet, daß im Vergleich zu den älteren Messungen nicht nur eine Variation des Röntgenflusses, sondern zum ersten Mal eine Veränderung des Spektrums von 3C 273 im Energiebereich zwischen 18 keV und 240 keV gemessen wurde!

Wie drastisch die Veränderung der Leuchtkraft auch im Vergleich zur Leuchtkraft von 3C 273 in anderen spektralen Bereichen ist, verdeutlichen die Abbildungen 4.2 und 4.3.

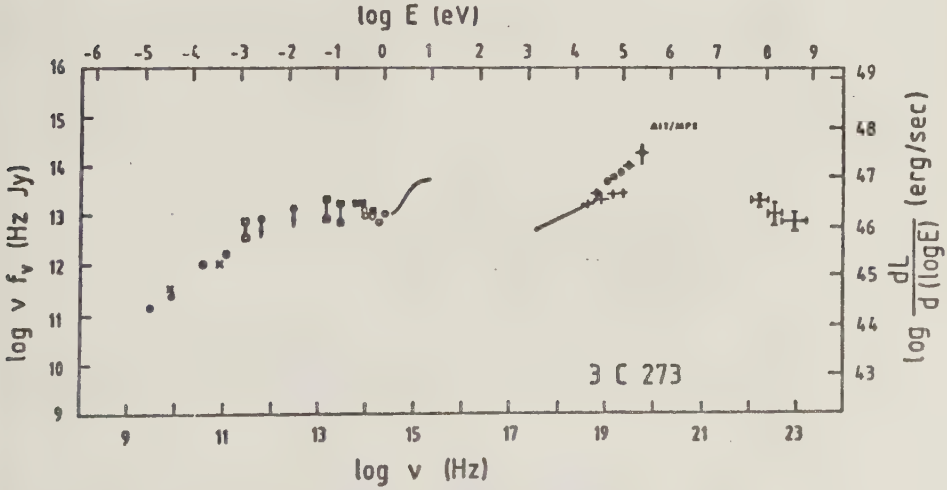

Abbildung 4.2: Energieflußspektrum von 3C 273 vom Radio- bis zum Gammabereich einschließlich der Messung vom September 1981 (Bezler et al., 1984).

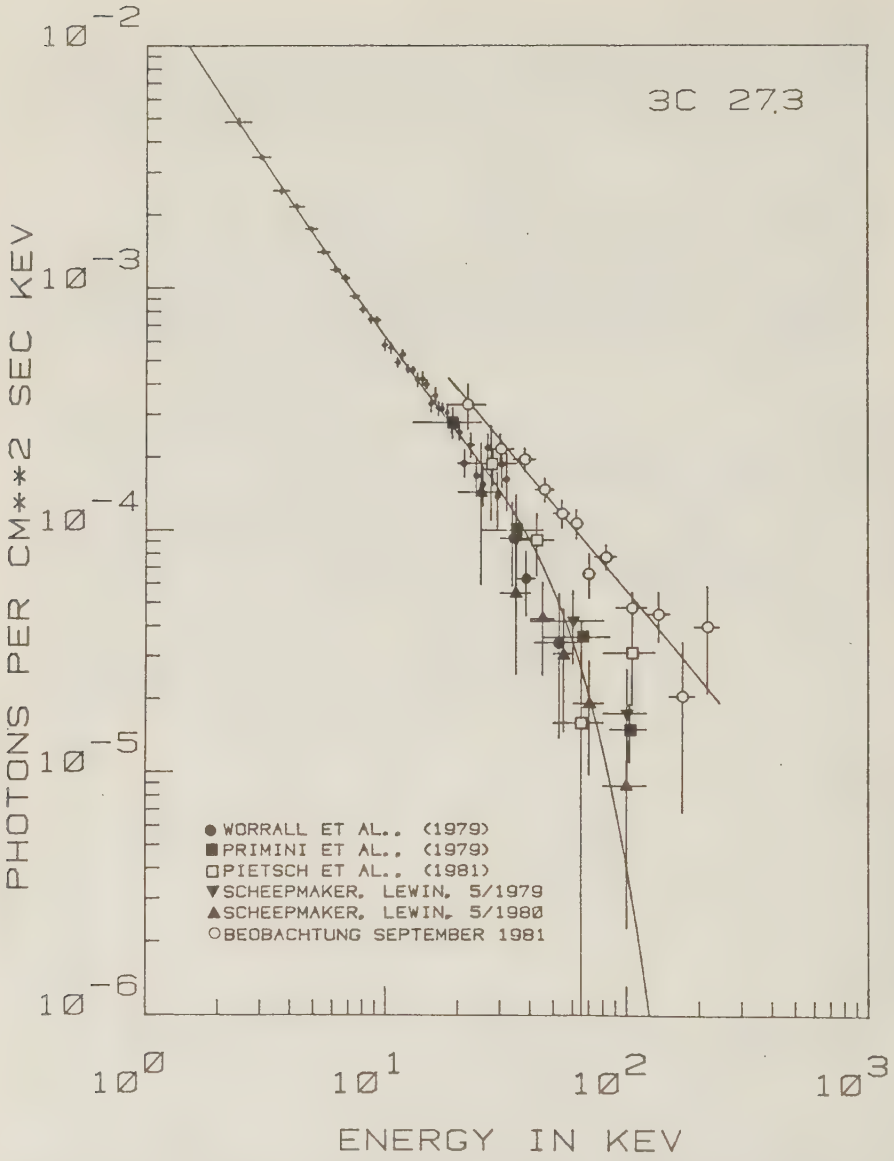

Abbildung 4.1: Vergleich alter Messungen von 3C 273 mit der Messung vom September 1981.

Abbildung 4.3: Leuchtkraft zwischen 20 keV und 200 keV. Zur Berechnung wurde eine Hubble-Konstante von 60 km/s/Mpc und isotrope Emission angenommen.

Auch bei einer Beobachtung von 3C 273 mit dem europäischen Röntgensatelliten EXOSAT wurde im Dezember 1983 ein Spektrum hoher Intensität mit einem Photonenindex von -0.91 zwischen 10 keV und 25 keV gemessen (Staubert, private Mitteilung).

Überraschend ist das Spektrum von 3C 273 vom September 1981 auch im Hinblick auf die diffuse Röntgenhintergrundstrahlung. Entweder kann 3C 273 mit einer Röntgenleuchtkraft von 1.2×10^{47} erg/s kein typischer Quasar sein, denn sonst müßte die diffuse Hintergrundstrahlung um ein Vielfaches stärker sein. Oder aber der Beitrag der Quasare zum Röntgenhintergrund ist vor allem oberhalb von 100 keV sehr viel kleiner als bisher angenommen wurde.

Aufgrund der Veränderung des Röntgenspektrums von 3C 273 stellt sich eine interessante und wichtige Frage: wie kann man diese Veränderung im Rahmen theoretischer Modelle erklären oder welche Auswirkung hat eine solche Veränderung auf die Gültigkeit von theoretischen Modellen?

Bevor dies in Kapitel 7. näher untersucht wird, werden im nächsten Kapitel zuerst Strahlungsmechanismen erläutert, die Potenzgesetz-Spektren erzeugen können. Danach werden in Kapitel 6. einige Modelle für aktive Galaxien vorgestellt.

5. Emissionsmechanismen

5.1 Inverser Compton-Effekt

Als (normaler) Compton-Effekt wird die Streuung eines Photons an einem ruhenden Elektron bezeichnet. Dabei kann Energie vom Photon auf das Elektron übertragen werden, für die Frequenzänderung gilt aufgrund der Energie- und Impulserhaltung

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1+\frac{h\nu}{mc^2}(1-\cos\theta)} \qquad (5.1)$$

wobei $h\nu$ die Photonenenergie und θ der Streuwinkel des Photons und mc^2 die Ruhemasse des Elektrons bedeuten, ' bezeichnet Größen nach dem Stoß.

Ist im Ruhesystem des Elektrons die Photonenenergie $h\nu \ll mc^2$, so entspricht dies der klassischen Thomson-Streuung, deren Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_T = (8\pi/3)\, r_o^2 = 6.65 \times 10^{-25}\ cm^2 \qquad (5.2)$$

ist ($r_o = e^2/mc^2$ klassischer Elektronenradius). Wird die Photonenenergie vergleichbar mit oder größer als die Ruheenergie des Elektrons, so nimmt der Wirkungsquerschnitt ab und wird durch die Klein-Nishina-Formel beschrieben:

$$\sigma = \pi r_o^2 \frac{mc^2}{h\nu}\left(\ln\frac{2h\nu}{mc^2}+\frac{1}{2}\right), \quad h\nu \gg mc^2 \qquad (5.3)$$

(Rybicki, Lightman, 1979).

Als inversen Compton-Effekt oder als Comptonisierung bezeichnet man Streuung von Photonen an bewegten Elektronen, wenn dabei Energie von den Elektronen an die Photonen übertragen wird. Im Ruhesystem des Elektrons bleibt die Gleichung (5.1) gültig, im Laborsystem lautet sie

$$h\bar{\nu}' = \frac{\gamma^2 h\bar{\nu}\,(1+\beta\cos\bar{\alpha})\,(1-\beta\cos\alpha')}{1+\frac{\gamma h\bar{\nu}}{mc^2}(1+\beta\cos\bar{\alpha})(1-\cos\theta)}, \quad \beta = v/c \qquad (5.4)$$

(Stecker, 1975), wobei v die Geschwindigkeit des Elektrons und α der Winkel zwischen Elektron und Photon ist, quer gestrichene Größen beziehen sich auf das Laborsystem, und γ ist der Lorentzfaktor im Laborsystem.

Gleichung (5.4) zeigt, daß die Bedingung für Thomson-Streuung im System eines Beobachters $\gamma h\nu \ll mc^2$ lautet und daß unter dieser Bedingung die Energie des Photons bei hochrelativistischen Elektronen nach dem Stoß durch den Faktor γ^2 bestimmt wird. Die obere Grenze der Photonenenergie nach dem Stoß liegt bei etwa γmc^2, denn aus Gründen der Energieerhaltung muß $h\bar{\nu}' < \gamma mc^2 + h\bar{\nu}$ gelten. Bei der Photonenstreuung in den Akkretionsscheiben der Modelle für Kerne aktiver Galaxien in Abschnitt 6.2 handelt es sich normalerweise um Thomson-Streuung.

Ein Potenzgesetz-Spektrum der gestreuten Photonen entsteht
- durch einfachen inversen Compton-Effekt bei isotroper Verteilung der Photonen und Elektronen und bei isotroper Thomson-Streuung im Ruhesystem des Elektrons aus einem beliebigen Anfangsspektrum der Photonen, wenn die Elektronen relativistisch sind und Potenzgesetz-Verteilung ($N(E) \sim E^{-p}$) haben. Der Spektralindex s ist dann $s = (p-1)/2$ (Rybicki, Lightman, 1979);
- durch mehrfache inverse Compton-Streuung bei beliebiger Elektronenverteilung kleiner Streutiefe (Rybicki, Lightman, 1979).

Sind die Elektronen im zweiten Fall nicht relativistisch, so wird das resultierende Spektrum mit Hilfe der Kompaneets-Gleichung berechnet (siehe Kapitel 6.).

Eine Größe, die in den thermischen Comptonisierungsmodellen für Kerne aktiver Galaxien eine wichtige Rolle spielt und die Form des Röntgenspektrums bestimmt, ist der Comptonisierungsparameter y. Er ist ein Maß dafür, ob ein Photon seine Energie merklich ändert, wenn es ein endliches Streumedium durchläuft:

$$y = \left|\begin{array}{l}\text{durchschnittliche Energie-}\\ \text{änderung pro Streuung}\end{array}\right| \times \left|\begin{array}{l}\text{mittlere Anzahl}\\ \text{von Streuungen}\end{array}\right|$$

Bei nichtrelativistischer Elektronenverteilung ist

$$y = \frac{4kT}{mc^2}\,\mathrm{Max}(\tau,\tau^2) \qquad (5.5)$$

bei relativistischer Elektronenverteilung gilt

$$y = \frac{16(kT)^2}{(mc^2)^2}\,\mathrm{Max}(\tau,\tau^2) \qquad (5.6)$$

wobei kT die Elektronentemperatur und τ die optische Tiefe für Elektronenstreuung bedeutet (Rybicki und Lightman, 1979).

Gilt $y \ll 1$, so bleibt das Eingangsspektrum der Photonen im wesentlichen erhalten (vernachlässigbare Comptonisierung). Bei $y \approx 1$ werden die Gesamtenergie der Photonen und ihr Spektrum

deutlich verändert (ungesättigte Comptonisierung), in diesem Fall gehorcht das resultierende Spektrum bis zu einer Photonenenergie von ≈ kT einem Potenzgesetz. Ist $y \gg 1$, so erreichen die meisten Photonen Energien von ≈ 3kT, das Spektrum wird hart und nähert sich einem Wien-Spektrum: $\sim \exp(-E/kT)$ (gesättigte Comptonisierung). Der Strahlungsexzeß bei 3kT wird als Wien-Buckel oder Wien-peak bezeichnet.

Bei ungesättigter Comptonisierung gibt es einen Zusammenhang zwischen dem Photonenindex α des Potenzgesetzes und y, der von der geometrischen Anordnung des Plasmas und der Photonenquelle abhängt. Zum Beispiel gilt

$$\alpha = -1/2 + (9/4 + 4/y \cdot \pi^2/3)^{1/2} \qquad (5.7)$$

wenn sich die Quelle der ungestreuten Photonen im Zentrum einer kugelförmigen Plasmawolke befindet. Andere geometrische Anordnungen zeigen eine etwas andere Abhängigkeit (Abschnitt 7.2 oder Sunyaev, Titarchuk, 1980).

5.2 Synchrotronstrahlung

Wenn sich ein Elektron mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ in einem Magnetfeld $\vec{B}$ bewegt, so wirkt darauf die Kraft

$$d/dt\ (\gamma m\vec{v}) = e/c \cdot \vec{v}\times\vec{B} \qquad (5.8)$$

dabei ist e die Elektronenladung.

Dadurch wird das Elektron senkrecht zu $\vec{v}$ und $\vec{B}$ beschleunigt und bewegt sich im allgemeinen Fall auf einer Helixbahn um die Feldlinien mit einer Rotationsfrequenz $\omega_B = eB/\gamma mc$. Bei dieser beschleunigten Bewegung emittiert ein relativistisches Elektron Synchrotronstrahlung, deren Energie aus der Bewegungsenergie des Elektrons stammt. Die Synchrotronstrahlung wird in Bewegungsrichtung in einem Kegel emittiert, dessen Öffnungswinkel mit steigender Elektronengeschwindigkeit kleiner wird. Gilt $v \approx c$, so beträgt der Öffnungswinkel $\alpha \approx mc^2/E = 1/\gamma$; E ist die Energie des Elektrons. Bei jedem Umlauf des Elektrons überstreicht dieser Lichtkegel einen Beobachter während der Zeit Δt, die etwa um den Faktor γ^3 kürzer ist als die Gyrationsperiode (Rybicki, Lightman, 1979; vgl. Abbildung 5.1). Das Spektrum eines Elektrons versteckt sich daher über einen größeren Frequenzbereich als von der Größenordnung $\omega_B/2\pi$ (Abbildung 5.2). Die typische Frequenz liegt bei $\nu_m = 4.6 \times 10^{-6} B_\perp E^2$ oder ungefähr $1/\Delta t$ (Ginzburg, 1969); $B_\perp$ ist die Magnetfeldkomponente in Gauß senkrecht zu $\vec{v}$ und E ist die Elektronenenergie in eV.

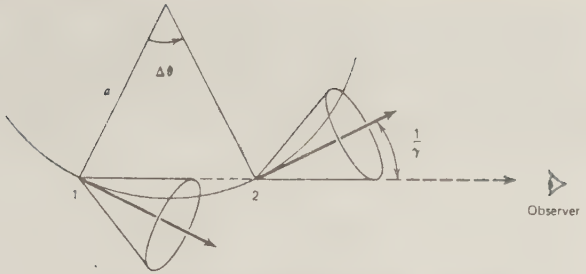

Abbildung 5.1: Emissionskegel an verschiedenen Punkten der Spiralbahn eines beschleunigten Teilchens (Rybicki, Lightman, 1979).

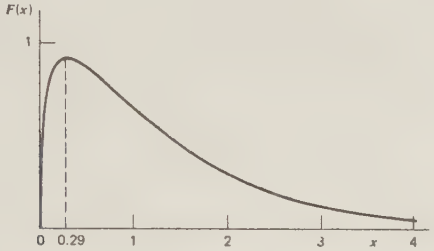

Abbildung 5.2: Emissionsspektrum der Synchrotronstrahlung. $x = \omega/\omega_c$ mit $\omega_c = (3eB_\perp E^2)/(2mc(mc^2)^2)$. $x = 0.29$ entspricht der Frequenz ν_m.

Die Synchrotronstrahlung (als Überlagerung der Emission vieler Elektronen) folgt einem Potenzgesetz, wenn die Energieverteilung der Elektronen über einen genügend breiten Bereich als Potenzgesetz - $N(E) \sim E^{-p}$ - darstellbar ist. Der Spektralindex der Synchrotronstrahlung ist analog zum inversen Compton-Effekt $s = (p-1)/2$.

Synchrotronstrahlung ist im wesentlichen linear polarisiert, der $\vec{E}$-Vektor schwingt in einer Ebene, die senkrecht zum Magnetfeld steht. Diese Polarisation ermöglicht die Identifizierung der Synchrotronstrahlung.

5.3 Bremsstrahlung

Bremsstrahlung oder frei-frei-Strahlung wird von elektrisch geladenen Teilchen emittiert, wenn diese sich im Coulombfeld einer anderen Ladung bewegen. In heißen Plasmen spielt vor allem die Bremsstrahlung von Elektronen im Feld anderer Elektronen oder im Feld von Protonen eine Rolle. Das Spektrum

dieser Strahlung kann unter bestimmten Voraussetzungen über einen weiten Frequenzbereich ein Potenzgesetz sein. Zum Beispiel wenn bei sphärischer Akkretion auf ein kompaktes Objekt das akkretierte Plasma optisch dünn ist, die Elektronen des Plasmas Maxwell-verteilt sind und sich die charakteristische Elektronentemperatur entlang des Radius wie $T \sim r^{-1}$ verhält (Meszaros, 1983).

6. Modelle für aktive Galaxien

Um die beobachteten Röntgenleuchtkräfte von Kernen aktiver Galaxien zu erklären, wird in der Literatur der letzten Jahre am häufigsten die Annahme vertreten, daß es sich bei diesen Objekten um Schwarze Löcher handelt, die Gas akkretieren, daß also die Energie der Strahlung umgesetzte Gravitationsenergie ist.

Als Quelle für das akkretierte Gas kommen
- Sternkollisionen in einem dichten Sternsystem,
- das Entreißen von Sternen in einem dichten Sternsystem durch ein zentrales massives Schwarzes Loch,
- Einfall von intergalaktischem Gas,
- Verschmelzung von Galaxien,
- interstellares Gas, das durch normale Sternentwicklungsprozesse freigegeben wird,

in Frage (Lightman, 1982).

Wenn das Gas genügend Drehimpuls besitzt (z.B. interstellares Gas, das an der Galaxienrotation teilnimmt), kommt es zur Bildung einer Akkretionsscheibe, in der die Teilchen ihren Drehimpuls durch Viskosität verlieren und nach innen spiralen.

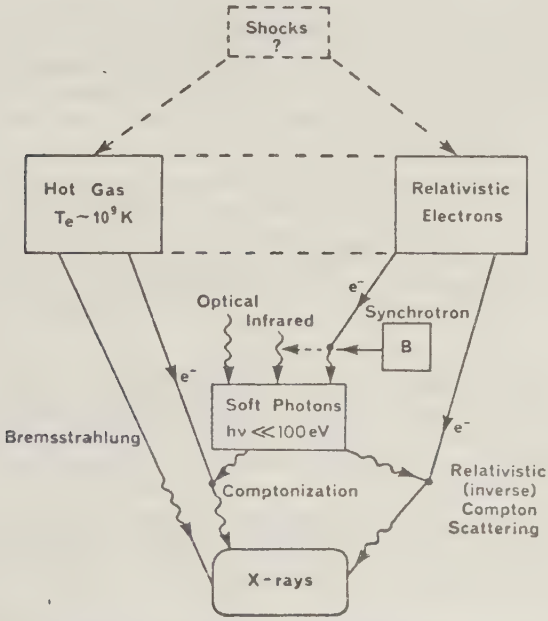

Abbildung 6.1: Überblick über Mechanismen zur Erzeugung von Röntgenstrahlung in der Umgebung eines Schwarzen Loches (Fabian, Rees, 1978).

Man geht davon aus, daß das akkretierte Plasma durch Viskosität Turbulenzen, Schockwellen oder adiabatische Kompression aufgeheizt wird und durch inversen Compton-Effekt, Bremsstrahlung, Synchrotronstrahlung oder Teilchenwind kühlt (vgl. Abbildung 6.1).

6.1 Modelle mit Potenzgesetz-Verteilung der Elektronen

Modelle, die auf einer Potenzgesetz-Verteilung der Elektronen beruhen, werden hier nur kurz angesprochen, da es kaum detaillierte Vorstellungen über die geometrische Anordnung gibt. Zudem ist die Beurteilung, ob diese Modelle eine aktive Galaxie gut beschreiben können, wesentlich abhängig von Messungen in anderen spektralen Bereichen (z.B. Millimeter- oder Mikrowellen, vgl. Abschnitt 7.1)

Eine Potenzgesetz-Verteilung relativistischer Elektronen kann zum Beispiel durch Schocks erzeugt werden (Rothschild et al., 1983 und darin angegebene Referenzen).

Diese Elektronen könnten Synchrotronstrahlung im Röntgenbereich emittieren, wenn sie z.B. einen Lorentzfaktor $\gamma \approx 10^4$ haben und die Magnetfeldstärke im Plasma 10^4 Gauß beträgt (vgl. Abschnitt 5.2). Durch Messung der Polarisation der Röntgenstrahlung könnte im Prinzip festgestellt werden, ob Synchrotronstrahlung eine wesentliche Rolle in der Röntgenemission einer aktiven Galaxie spielt. Allerdings ist die Messung von Polarisation im Röntgenbereich sehr schwierig und ist bisher nur an hellen Quellen mit einer Polarisation $\gtrsim$ 10% möglich.

Sehr viel häufiger wird diskutiert, daß relativistische Elektronen ($\gamma \approx 10 - 10^3$) um Magnetfelder gyrieren und Synchrotronphotonen im optischen Bereich oder bei niedrigeren Frequenzen emittieren und die Photonen von denselben Elektronen in den Röntgen- oder Gammabereich invers Compton-gestreut werden. Dies wird als Synchrotron-Selbst-Compton-Streuung bezeichnet.

Die Lebensdauer eines Elektrons gegen Synchrotronverluste beträgt etwa $t = (5 \times 10^{11})/(B^{3/2} \nu^{1/2})$ Sekunden und gegen Compton-Verluste etwa $t = (3 \times 10^7)/(U_{ph} \gamma)$ Sekunden (U_{ph} ist die Photonenenergiedichte). Im allgemeinen liegen diese Werte bei aktiven Galaxien in der Größenordnung von Tagen oder Stunden (Bassani, Dean, 1983). Dadurch entsteht das schwerwiegende Problem, wie den Elektronen genügend Energie zugeführt werden kann, denn diese Kühlzeiten sind deutlich kleiner als die Lichtlaufzeit durch die emittierende Region z.B. einer Akkretionsscheibe (Liang, 1979).

Wenn in 3C 273 die Synchrotronphotonen im Mikrowellenbereich emittiert werden, dann kann durch zweifache Compton-Streuung dieser Photonen ein Spektrum entstehen, dessen Intensität und Form gut zu Röntgenmessungen von 3C 273 (Primini et al., 1979) und zu Messungen des COS-B Satelliten (Hermsen et al.,

1981) im MeV-Bereich passen würden (Jones, 1979). Diese Rechnungen basieren auf einem Modell von Jones und Hardee (1979), in dem die Elektronen eine relativistische Maxwell-Verteilung mit einer typischen Temperatur von 500 mc^2 haben. Jones (1979) schließt aber eine Potenzgesetz-Verteilung der Elektronen nicht aus.

6.2 Modelle mit Maxwell-Verteilung der Elektronen

Eines der ersten thermischen Scheiben-Modelle stammt von Lynden-Bell (1969), in den darauf folgenden Jahren entstanden die 'standard thin disks' von Pringle und Rees (1972), Shakura und Sunyaev (1973) und Novikov und Thorne (1973). In diesen geometrisch dünnen, optisch dicken Akkretionsscheiben, die keine vertikale Struktur haben, können nur Temperaturen bis zu $\approx 10^6$ K erzeugt werden. Die beobachteten Spektren stimmen nicht mit diesen Modellen überein. Im inneren Teil dieser Scheiben, wo der Strahlungsdruck größer als der Gasdruck ist, kommt es zu Instabilitäten (Lightman und Eardley, 1974). Dies kann zu einer geometrischen Verdickung und zu einer geringeren optischen Tiefe im inneren Teil der Scheibe führen, und damit zu höheren Temperaturen in dieser Region.

In vielen Modellrechnungen werden Schwarze Löcher ohne Drehimpuls und elektrische Ladung (Schwarzschild - Schwarze Löcher) betrachtet, und relativistische Korrekturen werden bei thermischen Modellen häufig vernachlässigt. Deshalb werden in den meisten Modellen die Akkretionsscheiben auch nur bis zum inneren Rand von einigen Schwarzschildradien ($r = GM/c^2$) betrachtet. Dennoch erscheint die Vernachlässigung relativistischer Korrekturen bei den 'nicht relativistischen' Modellen mit Massen von $\approx 10^6$ - 10^9 $M_\odot$ und Temperaturen bis $\approx 10^{11}$ K nicht immer gerechtfertigt.

Ein Teil der Modelle wurde ursprünglich für Cyg X-1, eine galaktische Quelle mit einer Masse in der Größenordnung von ≈ 10 $M_\odot$ und daher ein Kandidat für ein Schwarzes Loch, erstellt. Trotz des immensen Unterschieds in der Masse werden diese Modelle - mit entsprechenden Änderungen - auf Kerne aktiver Galaxien angewandt. Der Grund dafür ist die große Ähnlichkeit des Spektrums von Cyg X-1 mit den Spektren von Kernen aktiver Galaxien (Liang, 1979; Sunyaev und Trümper, 1979; White et al., 1984). Einen Vergleich des Spektrums von Cyg X-1 im 'low state' und des Spektrums von 3C 273 zeigt die Abbildung 6.2.

Im folgenden werden Modelle für thermische Strahlungsmechanismen in der Umgebung von Schwarzschild - Schwarzen Löchern in verschiedenen Konfigurationen vorgestellt:
- Akkretion mit konstanter oder veränderlicher Temperatur des Plasmas,
- Transmission oder Reflektion der Compton-gestreuten Photonen am heißen Plasma,
- sphärische Akkretion oder Akkretion in einer Scheibe entweder mit oder ohne vertikale Struktur (Abbildung 6.3).

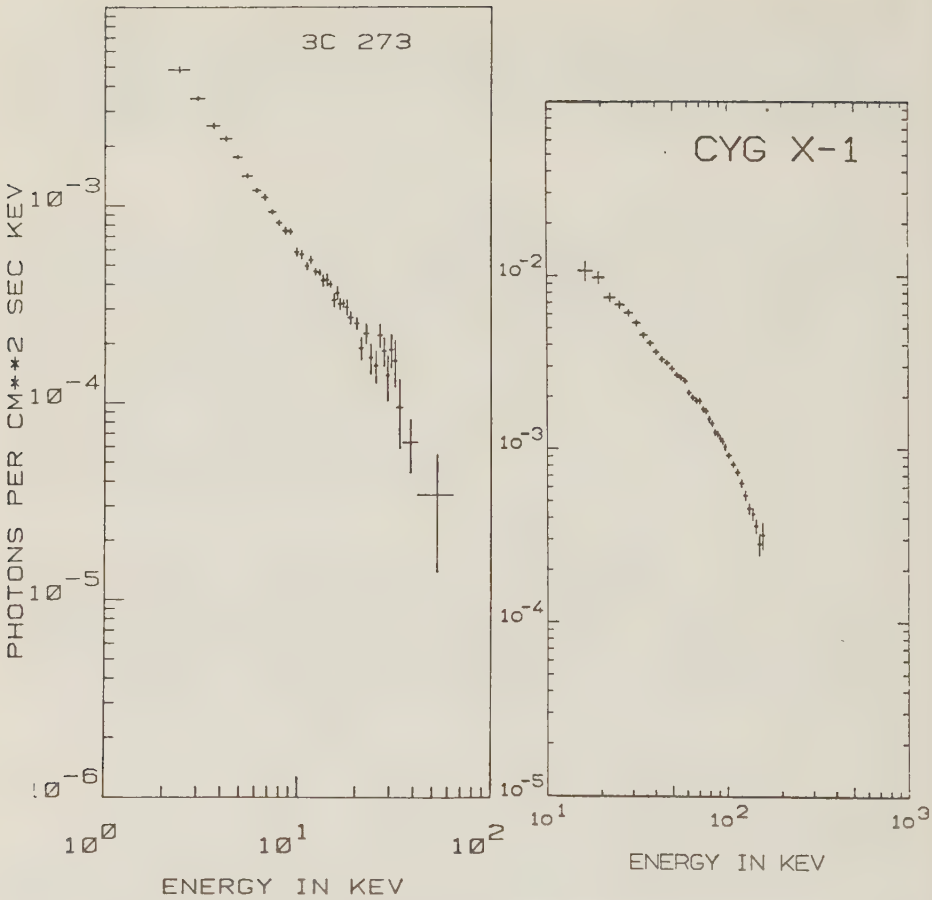

Abbildung 6.2: Das linke Bild zeigt das Röntgenspektrum von 3C 273 (Worrall et al., 1979), das rechte zeigt das Röntgenspektrum von Cyg X-1 im 'low state' (Sunyaev, Trümper, 1979). Bei beiden Abbildungen ist die y-Achse in Einheiten von Photonen pro cm^2 sec keV.

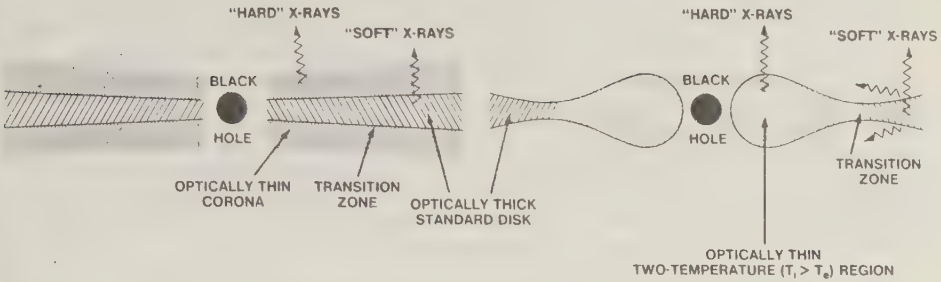

Abbildung 6.3: Links eine Akkretionsscheibe mit vertikaler Struktur, rechts eine Akkretionsscheibe ohne vertikale Struktur (Ionson, Kuperus, 1984).

6.2.1 Die Lösung der allgemeinen Kompaneets-Gleichung (Katz, 1976)

Katz (1976) ging bei seinen Überlegungen von einem thermischen, nichtrelativistischen Plasma aus Elektronen und Kernen aus, das seine Energie z.B. durch Akkretion auf ein kompaktes Objekt erhält. Gleichzeitig gibt das Plasma Energie in Form von Strahlung und durch inverse Compton-Streuung weicher Photonen ab.

Die Entwicklung einer isotropen Photonenverteilung in einem unendlichen, homogenen Medium unter dem Einfluß der Compton-Streuung durch Maxwell-verteilte Elektronen mit $kT \ll mc^2$ wird durch die Gleichung von Kompaneets (1956) beschrieben:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{\nu^2}\frac{d}{d\nu}\nu^4\left(\frac{dn}{d\nu} + n + n^2\right) \qquad (6.1)$$

n ist die dimensionslose Photonenbesetzungszahl im Phasenraum ($= 1/(\exp(h\nu/kT)-1)$),
ν ist die Photonenfrequenz in Einheiten von kT/h,
t ist die Zeit in Einheiten von $(mc^2/kT)(l/c)$, wobei l die mittlere freie Weglänge der Photonen für spontane Thomson-Streuung ist.

Wenn die Photonenbesetzungszahl n einzelner Zustände klein gegen eins ist, dann hängt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photon in einen bestimmten Zustand des Phasenraumes gestreut wird, nicht von der Besetzungszahl dieses Zustandes ab. Dies wird als spontane Streuung bezeichnet. Andernfalls spricht man von induzierter Streuung.

Bei jedem Stoß ändert sich die Frequenz des gestreuten Photons durch Doppler- und Rückstoßeffekte. Wenn $kT \gg h\nu$ wächst die Energie beim Stoß um $\Delta\nu/\nu \approx kT/mc^2$, wenn $kT \ll h\nu$ nimmt die Energie des Photons durch den Rückstoß des Elektrons um $\Delta\nu/\nu \approx -h\nu/mc^2$ ab. In der Klammer gibt $dn/d\nu$ den Dispersionsterm für die Doppler-Frequenzänderung der Photonen, n steht für Rückstoßeffekte, n^2 für die induzierte Streuung.

Sind die Besetzungszahlen klein, so wird induzierte Streuung vernachlässigbar und die Kompaneets-Gleichung wird linear. Gilt $h\nu \ll kT$, so sind Rückstoßeffekt vernachlässigbar und die Entwicklung des Spektrums wird durch die Dopplereffekte bestimmt, gilt $h\nu \gg kT$, so sind Rückstoßeffekte wichtiger als Dopplereffekte (Sunyaev und Titarchuk, 1980).

Um die beobachteten Spektren zu reproduzieren, muß an die Kompaneets-Gleichung ein Diffusionsterm angefügt werden, der die Endlichkeit des streuenden Mediums berücksichtigt:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{\nu^2}\frac{d}{d\nu}\nu^4\left(\frac{dn}{d\nu} + n + n^2\right) + \frac{mc^2}{3kT}\nabla^2 n \qquad (6.2)$$

Katz löste diese Gleichung, die sowohl die räumliche Diffusion der Photonen als auch die Entwicklung des Spektrums durch Comptonisierung beschreibt, numerisch.

Eine analytische Lösung fanden Sunyaev und Titarchuk (1980) für den stationären Fall dn/dt = 0 und Shapiro et al. (1976) lösten die stationäre Gleichung näherungsweise.

Die Form des Spektrums hängt vom Radius des streuenden Mediums ab, entscheidend ist das Verhältnis von Energieverlust durch Photonen, die aus dem Medium diffundieren, zu Energiegewinn der verbleibenden Photonen. Der Radius eines kugelförmigen Mediums wird kritischer Radius R_c genannt, wenn in diesem Medium Gleichgewicht zwischen Energieverlust und Energiegewinn herrscht. Für eine Kugel einer bestimmten Dichte ist der kritische Radius R_c kein fester Wert, sondern hängt von der Temperatur ab. Es gilt $R_c = (\pi/2)(mc^2/3kT)^{1/2}$ für ein homogenes, kugelförmiges Medium.

Ist der Radius des Streumediums kleiner als der kritische Radius, so ist der Energieverlust durch die Oberfläche größer als der Energiegewinn der verbleibenden Photonen. Die Comptonisierung ist daher ungesättigt, und es entsteht ein Potenzgesetz im Bereich $\nu_0 \lesssim \nu \lesssim 1$ (ν in Einheiten von kT/h, ν_0 ist die Frequenz der ungestreuten Photonen). Wenn der Radius des Mediums größer als der kritische Radius ist, wird der Energieverlust relativ zum Energiegewinn der Photonen kleiner, die Comptonisierung wird gesättigt und es entwickelt sich ein Wien-Buckel.

6.2.2 Die Lösung der stationären Kompaneets-Gleichung (Sunyaev, Titarchuk, 1980)

Sunyaev und Titarchuk (1980) entwickelten eine analytische Lösung der stationären Kompaneets-Gleichung, d.h. dn/dt = 0, für ein Comptonisierungsspektrum, das von einer kugelförmigen, isothermen Plasmawolke emittiert wird, in die eine Quelle niederenergetischer Photonen eingebettet ist. Diese Lösung hängt nicht vom Spektrum der niederenergetischen Photonen ab, solange ihre Energie $h\nu_o \ll kT$ ist. Bei Energien $h\nu \gg h\nu_o$ kann die Lösung für das Comptonisierungsspektrum als Integraldarstellung einer Whittaker-Funktion geschrieben werden (Sunyaev, Titarchuk, 1980):

$$J(E) = Cx^3 e^{-x} \int_0^\infty t^{\alpha-1} e^{-t} \left(1+\frac{t}{x}\right)^{\alpha+3} dt \qquad (6.3)$$

in Einheiten von keV/(cm^2 sec keV);
C ist eine Konstante,
$x = E/kT = h\nu/kT$
$\alpha = -(3/2)+(9/4+\gamma)^{1/2}$
$\gamma = (\pi^2/3)\ (mc^2/(kT(\tau+2/3)^2))$
τ ist die optische Dicke für Thomson-Streuung,

Mit Hilfe dieser Formel können die Temperatur und die optische Streutiefe des heißen Plasma in dem Gebiet, in dem die meiste Energie freigesetzt wird, bestimmt werden. Für die Anpassung eines Comptonisierungsspektrums an die gemessenen Daten (Abschnitt 3.4.2) wurde $J(E)\cdot E^{-1}$ in Einheiten von Photonen/(cm^2 sec keV) benützt.

Bei niedrigen Frequenzen ($x \ll 1$) erhält man das gleiche Potenzgesetz wie Shapiro et al.(s.u.) (Sunyaev, Trümper, 1979):

$$J(E) \sim x^{-\alpha} \qquad (6.4)$$

Für hohe Frequenzen ($x \gg 1$) ist das Spektrum vom Wien-Typ (Sunyaev, Trümper, 1979):

$$J(E) \sim x^3 e^{-x} \qquad (6.5)$$

6.2.3 Das Zwei-Temperatur-Modell von Shapiro et al. (1976)

Auch in den Überlegungen von Eardley, Lightman und Shapiro (Eardley et al., 1975; Shapiro et al., 1976), spielt die stationäre Kompaneets-Gleichung eine wichtige Rolle. Die folgende Darstellung ist eng an die Arbeit von Shapiro et al. (1976) angelehnt. Soweit Gleichungen dieser Arbeit auf 3C 273 angewandt werden sollen, ist zu berücksichtigen, daß das Modell für Cyg X-1 entwickelt wurde. Man erhält aber sehr

ähnlich Werte z.B. für die Elektronentemperatur, wenn man Werte für $\dot{M}$ und M von 3C 273 einsetzt, wie sie in der Literatur zu finden sind (s. S. 54).

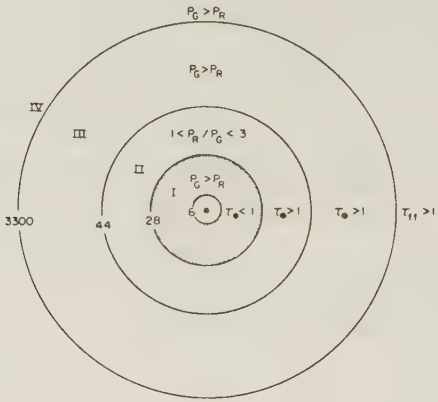

Abbildung 6.4: Aufteilung der Akkretionsscheibe in verschiedene Gebiete (Shapiro et al., 1976). P_G und P_R bezeichnen den Gas- und Strahlungsdruck, $\tau_* = \tau_{ff}\,\tau_{es}$, τ_{ff} ist die optische Tiefe für frei-frei-Absorption, τ_{es} ist die optische Tiefe für Elektronenstreuung, jeweils gemessen von der Scheibenmitte bis zur Oberfläche. Die Radien sind in Einheiten von GM/c^2 angegeben. Zone IV ist die 'cool disk outer region', Zone III die 'cool disk middle region', Zone II die 'cool disk inner region' und Zone I die 'two temperature inner region'. In Zone IV wird Scwarzkörperstrahlung emittiert, in Zone III und II durch Streuung modifizierte Schwarzkörperstrahlung, und in Zone I findet ungesättigte Comptonisierung statt. Zone I entspricht etwa dem aufgeblähten Teil der Scheibe rechts in Abbildung 6.3.

Shapiro et al. lösen nicht nur die Kompaneets-Gleichung, sondern entwerfen ein sehr viel detailierteres Bild der Akkretionsscheibe. Ihm liegen folgende Annahmen über den inneren Teil (Zone I in Abbildung 6.4) der Scheibe zugrunde:

(1) der dominierende Druck ist Gasdruck,
(2) das Gas ist optisch dünn für Absorption,
(3) Ionen und Elektronen sind gekoppelt durch Stoßenergieaustausch. Plasmainstabilitäten, die zusätzliche Kopplung zur Folge haben könnten, sollen fehlen,
(4) das Gas besteht aus reinem Wasserstoff,
(5) das Schwarze Loch ist nichtrotierend, die Scheibe ist klassisch,
(6) es stehen genügend weiche Photonen zur Verfügung, so daß die Kühlung durch ungesättigte Comptonisierung bestimmt wird.

Die Annahmen (1) und (2) lassen sich unter folgenden Voraussetzungen erfüllen:

- Die Emission der Akkretionsscheibe ist thermisch, und die Elektronen des Plasmas sind durch ihre Temperatur charakterisiert. Diese Temperatur wird maximal, wenn die Gravitationsenergie in einem optisch dünnen Plasma vollständig in thermische Energie umgewandelt wird. Die Temperatur wird minimal bei lokalem thermodynamischem Gleichgewicht in einem optisch dicken Gas.
- Die Ionentemperatur T_i soll wenigstens so hoch wie die Elektronentemperatur T_e sein ($T_i \geq T_e$).
- Der heiße innere Teil der Akkretionsscheibe läßt sich wegen der Annahmen (4) und (5) durch folgende drei Gleichungen beschreiben:

Hydrostatisches Gleichgewicht:
$$P/h = \rho(GM/r^3)h \qquad (6.6)$$

Drehimpulserhaltung:
$$(\alpha P)\,(2\pi r \cdot 2h) = (GMr)^{1/2}\,\dot{M}\,\phi \qquad (6.7)$$

Zustandsgleichung des idealen Gases:
$$P = \rho \cdot k(T_i + T_e)/m_p \qquad (6.8)$$

Dabei bedeuten P der Druck, h die halbe Höhe der Scheibe, ρ die Dichte, G die Gravitationskonstante, M die Masse des Schwarzen Lochs, r der Radius der Scheibe, k die Boltzmannkonstante, T_i die Ionentemperatur, T_e die Elektronentemperatur, m_p die Protonenmasse. α ist der Viskositätsparameter und ein Maß für die Effektivität des Mechanismus für den Drehimpulstransport, $0.01 \leq \alpha \leq 1.0$, (Shakura, Sunyaev, 1973). ϕ ist eine Größe für die Randbedingung, daß der viskose Druck am inneren Rand der Scheibe bei $r_i = 6GM/c^2$ verschwinden muß.

Setzt man voraus, daß sich die Elektronenheiz- und Elektronenkühlraten das Gleichgewicht halten und daß $T_e \approx 10^9$ K, so wird die obige Voraussetzung $T_i > T_e$ erfüllt. Eine Ein-Temperaturlösung kann zwar nicht grundsätzlich ausgeschlossen werden, es ist aber unklar, ob eine solche Lösung existiert und wie sie mit den Beobachtungen in Einklang zu bringen wäre. Falls eine solche Lösung exisitiert, wäre die Temperatur höher als 10^{10} K.

Annahme (3) hat die folgende Gleichung zur Folge:

Ionen-Energiegleichgewicht:
$$F/h = 3/2 \cdot \nu_e \rho \cdot k(T_i - T_e)/m_p \qquad (6.9)$$

ν_e ist die Elektronen-Ionen-Kopplungsrate.

Durch Annahme (5) können allgemeinrelativistische Korrekturen vernachlässigt werden, und Annahme (6) hat wesentlichen Einfluß auf die Form des resultierenden Röntgenspektrums und führt zu einer weiteren Gleichung:

Elektronen-Energiegleichgewicht:

$$F = (4kT_e/mc^2)\tau\, U_r c \qquad (6.10)$$

U_r ist die Strahlungsenergiedichte, τ ist die optische Tiefe für Elektronenstreuung.

Damit steht ein Gleichungssystem für die fünf unbekannten Größen ρ, h, P, T_i und T_e zur Verfügung.

Die Lösungen dieser Gleichungen werden folgendermaßen angegeben:

$$T_e = (7 \times 10^8\ K)\,(M_* \dot{M}_*^{-1} \alpha^{-1} \phi^{-1})^{1/6}\, r_*^{1/4} \qquad (6.11)$$

$$T_i = (5 \times 10^{11}\ K)\,(M_*^{-5} \dot{M}_*^{5} \alpha^{-7} \phi^{5})^{1/6}\, r_*^{-5/4} \qquad (6.12)$$

$$h = (1 \times 10^5\ cm)\,(M_*^{7} \dot{M}_*^{5} \alpha^{-7} \phi^{5})^{1/12}\, r_*^{7/8} \qquad (6.13)$$

$$\rho = (5 \times 10^{-5}\ g/cm^3)\,(M_*^{-3} \dot{M}_*^{-1} \alpha^{3} \phi^{-1})^{1/4}\, r_*^{-9/8} \qquad (6.14)$$

$$P = (2 \times 10^{15}\ dyn/cm^2)\,(M_*^{-19} \dot{M}_*^{7} \alpha^{-5} \phi^{7})^{1/12}\, r_*^{-19/8} \qquad (6.15)$$

$M_* = M/3M_\odot$, $\dot{M}_* = \dot{M}/10^{17}$ g/s, $r_* = r/(GM/c^2)$.

Mit $M = 3 \times 10^8\ M_\odot$ und $R = 1.3 \times 10^{15}$ cm (Bassani, Dean, 1983), $\dot{M} = L/(\eta c^2)$ wobei $\eta = 0.1$ (Fabian, Rees, 1979), mit $L = 1.2 \times 10^{47}$ erg/s (Kapitel 4.) und $(\alpha\phi)^{-1/6} \approx 1$ erhält man für 3C 273 eine Elektronentemperatur von 7.3×10^8 K im Zwei-Temperaturbereich. Wenn die Leuchtkraft von 1.2×10^{47} erg/s knapp unter der Eddingtongrenze der Leuchtkraft liegt, so ist die Masse des zentralen Objekts in 3C 273 um mindestens einen Faktor 3 höher als der von Bassani und Dean angegebene Wert. Die dazu gehörende Elektronentemperatur wäre dann 8.8×10^8 K. Beide Temperaturen sind konsistent mit dem Wert für Cyg X-1.

Es wird auch gezeigt, daß Comptonisierung sehr viel stärker zur Elektronenkühlung beiträgt als Bremsstrahlung. Ein weiteres Resultat ist, daß das emittierende Gebiet geometrisch dick ist: von Eardley, Lightman und Shapiro wird für Cyg X-1 $1 > h/r > 0.2$ abgeschätzt. Der Grund für die geometrische Verdickung ist die hohe Ionentemperatur. Obwohl das Modell für

eine dünne Akkretionsscheibe abgeleitet wurde, bleiben die erhaltenen Resultate gültig, solange die Scheibe nicht so dick ist, daß ein wesentlicher Teil der Materie von der Scheibe weggeblasen wird. Ab welchem Wert für das Verhältnis h/r dies der Fall ist, ist unklar.

Zur Berechnung des Röntgenspektrums wird die stationäre Kompaneets-Gleichung benützt:

$$0 = \frac{1}{E^2}\frac{d}{dE}\,\alpha(E,T_e)\,\left(kT_e\frac{dn}{dE} + n\right) + S(E) - \beta(E)n \qquad (6.16)$$

Es bedeuten
n die Photonenbesetzungszahl,
$= c^2 I_\nu/(8\pi h\nu^3)$, I_ν Strahlungsintensität,
E die Photonenenergie,
kT_e die Elektronentemperatur,
S(E) die Photonenquelle,
$\beta(E)$ die mittlere Entweichrate der Photonen,
$\alpha(E,T_e) = E^4/mc^2$ x relativistische Korrekturfaktoren, die für $kT \gtrsim 25$ keV wichtig werden,

Der Term n^2 für induzierte Streuung wird vernachlässigt, da unter den hier gültigen Bedingungen induzierte Streuung keine Rolle spielt. Auch Shapiro et al. hängen an die Gleichung einen Diffusionsterm an, der die endliche Aufenthaltsdauer der Photonen im Plasma repräsentiert. Dieser Diffusionsterm wird bei ungesättigter, aber nicht vernachlässigbarer Comptonisierung durch die mittlere Entweichwahrscheinlichkeit pro Streuprozeß bestimmt. Der Term S(E) repräsentiert die Quelle weicher Photonen und wird null oberhalb einer bestimmten Energie E_S. Die Verteilung der Photonen n(E) oberhalb der Energie E_S ist dann unabhängig von der Form von S(E). Für $E > E_s$, $E \ll kT_e$ nimmt n(E) die Form eines Potenzgesetzes an:

$$n(E) \sim E^m, \qquad m = -\frac{3}{2} - \left(\frac{9}{4} + \frac{4}{y\,(1+f)}\right)^{1/2} \qquad (6.17)$$

$$f(T_e) = 2.5\,kT_e/mc^2 + 1.875\,(kT_e/mc^2)^2\,(1-kT_e/mc^2).$$

Ist der Comptonisierungsparameter $y \approx 1$ (ungesättigte Comptonisierung), so erhält man ein Energiespektrum $I_\nu \sim E^3 n \sim E^{-1}$. Für $E \gtrsim kT_e$ fällt das Spektrum ab mit $\sim \exp(-E/kT_e)$.

Die Kompaneets-Gleichung beschreibt sicher nicht exakt die Realität, da zum Beispiel die Verteilung der Photonen bei hohen Energien stark von der Isotropie abweichen kann. Eine Folge hiervon könnte ein Abweichen des Spektrums von der exponentiellen Form sein.

Die Kompaneets-Gleichung mit der oben angegebenen Form für die Entweichrate gilt in der heißen Region der Scheibe für $E > E_s$, wenn eine genügende Menge weicher Photonen mit einer Energie E_s im Bereich 50 eV $< E_s <$ 5 keV vorhanden ist. Denn dann kann nach Gleichung (6.10) die Comptonisierung ungesättigt sein. Die untere Grenze von E_s wird durch Schwarzkörperstrahlung bestimmt. Denn die Photonenquelle kann höchstens so stark sein wie die Strahlung eines Schwarzen Körpers mit der Elektronentemperatur T_e in der heißen inneren Region der Akkretionsscheibe. Der Schnittpunkt der Strahlungskurve eines Schwarzen Körpers mit der höchstmöglichen Temperatur $T_e \approx 10^9$ K mit I_ν aus der Kompaneets-Gleichung liegt bei 50 eV. Wenn die Elektronentemperatur niedriger ist, liegt der Schnittpunkt bei höheren Energien. Die obere Grenze von E_s erhält man aus den Beobachtungen, da oberhalb von $\approx$ 5 keV das Spektrum, das durch die Kompaneets-Gleichung mit $y \approx 1$ gegeben ist, die beobachteten Punkte gut fittet. Eine mögliche Photonenquelle ist die kühle ($T_e \approx 10^6$ K) Scheibenregion, die den heißen inneren Teil umgibt. Ein wesentlicher Fluß weicher Photonen mit Energien nahe 0.5 keV trifft auf die heiße innere Zone, wenn $h/r \approx 1$ ist. Allerdings wird mit $h/r \approx 1$ ein Bereich erreicht, in dem wohl nicht völlig ausgeschlossen ist, daß Materie von der Scheibe weggeblasen wird. Damit würde jedoch eine Voraussetzung dieses Modells, nämlich daß es sich um eine geometrisch dünne Akkretionsscheibe handeln soll, verletzt. Leider gehen Eardley, Lightman und Shapiro nicht weiter auf diesen Punkt ein.

6.2.4 Das Reflektionsmodell von Lightman und Rybicki (1979a, 1980)

Das Modell, das von Lightman und Rybicki (1979a, 1980) entwickelt wurde, ist dem von Shapiro et al. (1976) und Katz (1976) verwandt, es wird jedoch anstelle von Transmission die Reflektion von Photonen an einem heißen Plasma untersucht.

Das Streumedium soll homogenes nicht-relativistisches Plasma großer Streu- und kleiner Absorptionstiefe sein und wird einer konstanten externen Quelle niederenergetischer Photonen (z.B. aus dem UV-Bereich) ausgesetzt. Infolge der großen Streutiefe können die Photonen Energien von $\approx kT$ erreichen. Das austretende Spektrum gleicht dann über einen weiten Energiebereich einem Potenzgesetz, dessen Steigung nur wenig von anderen Parametern abhängt.

Für $E_o << E << kT$ ist der asymptotische ($\ln E/E_o >> 1$) Ausdruck

$$dN(E)/dE = CN_o(3kT/mc^2)^{1/2} \ln(E/E_o)^{-3/2} (E/kT)^{-1} \qquad (6.18)$$

und für $E \geq kT$

$$dN(E)/dE = CN_o(4kT/mc^2)^{1/2} (\ln(kT/E_o))^{-1/2} (E/kT)^2 \exp(-E/kT) \qquad (6.19)$$

N_o ist der einfallende Photonenfluß pro cm² und s.

Genaue Rechnungen zeigen, daß das exakte Spektrum gut durch die Summe beider Gleichungen approximiert wird. In einer weiteren Arbeit (Lightman, Rybicki, 1979b) wird das Modell ergänzt durch die Einführung einer zeitvariablen Photonenquelle.

6.2.5 Das Modell mit variabler Plasmatemperatur von Guilbert et al. (1982)

Eine Weiterentwicklung der bisher beschriebenen Modelle sind die Berechnungen von Guilbert, Fabian und Ross (Guilbert, 1981; Guilbert et al., 1982). Sie betrachten nicht mehr den Gleichgewichtsfall von Heiz- und Kühlraten, bei dem das Gas eine konstante Temperatur behält, sondern Guilbert entwickelte eine Methode mit deren Hilfe zeitabhängige Probleme bei der Erhitzung und Kühlung des Plasmas untersucht werden können.

Es wird die Veränderung der gesamten Photonenverteilung mit Hilfe der Wahrscheinlichkeit verfolgt, daß ein Photon um einen bestimmten Winkel und zwischen bestimmten Energien gestreut wird. Es wird ein Raumelement kleiner optischer Tiefe betrachtet und angenommen, daß eine bestimmte Verteilung von Photonen zu einer Zeit t in das Gas eintritt. Dann ist die Verteilung, die zu einer Zeit t + Δt das Gas verläßt, gegeben durch (Guilbert, 1981):

$$N(\varepsilon,\theta,t+\Delta t) = \iint N(\varepsilon_1,\theta_1,t)\, P(\varepsilon,\varepsilon_1,\theta,\theta_1)\, d\varepsilon_1 d\theta_1 + N(\varepsilon,\theta,t)\,(1-P(\varepsilon)) \qquad (6.20)$$

$P(\varepsilon,\varepsilon_4,\theta,\theta_4)$ ist die Wahrscheinlichkeit ein Photon zwischen den Energien ε und ε_4 und den Winkeln θ und θ_4 in einer Zeit Δt zu streuen; die Winkel bezeichnen hier Raumrichtungen, der Streuwinkel ist $(\theta_4-\theta)$.
$P(\varepsilon)$ ist die Gesamtstreuwahrscheinlichkeit,
$N(\varepsilon,\theta,t)$ ist die Photonenzahldichte.

Die Gleichung gilt nur für kleine Zeiträume $\Delta t \longrightarrow 0$, da die Entwicklung der Photonenverteilung im allgemeinen ein nichtlineares Problem ist (Guilbert, 1981).

Guilbert (1981) verfolgt die Entwicklung des Spektrums durch folgenden Algorithmus:

(i) das Gas wird in Raumelemente geteilt, die so klein sind, daß P sich nicht wesentlich ändert in der Zeit, die ein Photon zum Durchqueren eines Elements braucht;
(ii) P wird für jedes Raumelement berechnet;
(iii) die Gleichung wird für die neue Photonenverteilung gelöst;
(iv) die Photonen werden räumlich transportiert;
(v) der Energieaustausch zwischen Gas und Photonen wird berechnet um die neue Gasstruktur zu finden;
(vi) es werden die neuen Werte für P berechnet und die Rechnung ab Schritt (iii) wiederholt.

Der Vorteil dieser Rechnungen ist, daß jede Form von Rand- oder Anfangsbedingungen leicht berücksichtigt werden kann, und zu jedem Photon zu jedem Zeitpunkt eine gute Ortsinformation vorhanden ist. Aus diesen Gründen können Energie oder Photonen beliebig zu- oder abgeführt werden, vorausgesetzt, die resultierende Störung im System ist in jedem Zeitschritt klein. So kann z.B. Information über Erhitzung durch Dissipation magnetischer Felder in die Rechnung miteinbezogen werden.

Bei den Rechnungen wird angenommen, daß das Gas die Form einer flachen Scheibe hat und daß monochromatische Photonen niedriger Energie senkrecht auf eine Seite der Scheibe auftreffen. Effekte, die durch Ionen (oder Positronen), die vorhanden sein müssen um elektrische Neutralität zu bewahren, hervorgerufen werden könnten, werden vernachlässigt.

Guilbert et al. (1982) berechneten mit Hilfe der angegebenen Methode transmittierte und reflektierte Spektren von Photonen, die in einem heißen Gas Compton-gestreut werden. Sie benützten verschiedene optische Tiefen und Anfangstemperaturen des Plasmas, die Temperatur durfte in Reaktion auf die Compton-Kühlung absinken. Zeitgemittelte Spektren wurden gebildet, nachdem das Gas einen wesentlichen Teil seiner Energie abgegeben hatte (typischerweise nachdem die Gastemperatur auf ein Zehntel gesunken war). Die Zeitspannen für eine derartige Abkühlung betragen $\lesssim 8 \times 10^{-2}$ Sekunden. Im allgemeinen sind also die Kühlzeiten so kurz, daß bisherige Beobachtungen nur zeitgemittelte Spektren sein können. Es wird gezeigt, daß ein Wien-Buckel in den zeitgemittelten Spektren nie erscheint.

Im Zeitmittel werden von den Compton-gekühlten Gasen Potenzgesetz-Spektren mit Photonenindizes $\alpha \gtrsim 1$ und einem etwa exponentialförmigen Cut-off erzeugt, der bei den zeitgemittelten Spektren bei niedrigerer Energie auftreten kann, als im Gleichgewichtsspektrum bei gleicher Elektronentemperatur (Guilbert et al., 1982).

Jedes gegebene Spektrum kann im allgemeinen durch einen ganzen Bereich von Werten der Anfangstemperatur der Elektronen, der optischen Tiefe, der Intensität der Photonen und der Anfangsenergie der Photonen gefittet werden. Es werden weitere Informationen, z.B. Grenzen für die Anfangsenergie der Photonen und für die Intensität der Photonen benötigt, um diese Bereiche weiter einzugrenzen (Guilbert et al., 1982).

Viele kompakte Röntgenquellen zeigen schnelle Zeitvariabilität. Dies läßt vermuten, daß das Erhitzen und Kühlen des heißen Gases in diesen Quellen nicht im Gleichgewicht ist. Die Zeitskala der Variationen ist aber wahrscheinlich eher auf die physikalische Größe der Quellen zurückzuführen als auf lokale Kühlzeiten. In Fällen, wo die Kühlzeit des Gases größer als die Diffusionszeit eines Photons durch das Gas ist, wird die Steigung des Spektrums unabhängig von der Kühlzeit und daher unabhängig von der Leuchtkraft der weichen Photonen. D.h. die Quelle kann aufgrund von Fluktuationen in der Intensität der Photonen variieren, ohne daß eine Änderung der

Steigung des Spektrums im Compton-gestreuten Fluß sichtbar wird (Guilbert et al., 1982).

6.2.6 Das Korona-Modell von Liang und Price (1977)

Liang und Price (1977) berücksichtigen bei ihren Überlegungen eine mögliche vertikale Struktur der Scheibe. Sie stellen sich die Scheibe in drei horizontale Schichten unterteilt vor, vergleichbar einem Sandwich, bei dem die mittlere Schicht eine geometrisch dünne, optisch dicke Scheibe ist, in der im wesentlichen alle Energie erzeugt wird. Diese Schicht, die analog zur Photosphäre der Sonne ist, wird oben und unten von einer Korona-ähnlichen Schicht wesentlich geringerer Dichte und daher auch geringerer Opazität umgeben.

Die Autoren konzentrieren sich auf die allgemeinen Kennzeichen einer Scheibenkorona, in der ein beobachtbarer Fluß von Röntgenstrahlung erzeugt wird. Genauer: für das Verhältnis b des nichtstrahlenden Flusses (z.B. magnetohydrodynamische Wellen), der die Korona erreicht, zum Energiefluß, der in der Photosphäre erzeugt wird, soll gelten $b \gtrsim 0.1$. Beim Energietransport von der Photosphäre zur Korona spielen vermutlich Magnetfelder eine wichtige, aber komplizierte Rolle. Energie, die in der Scheibenphotosphäre erzeugt wird, muß dort nicht vollständig in thermische Energie umgewandelt werden, sondern kann zu magnetohydrodynamischen Wellen oder anderen nichtthermischen Arten des Energietransports führen, die die Energie vertikal nach außen tragen. Diese Energie kann dann durch dissipative Prozesse (z.B. Schocks) in den Koronaschichten umgewandelt werden. Die Energie, die in die Korona fließt, wird durch Teilchenwind oder Strahlung (frei-frei-, Synchrotronstrahlung, inverse Compton-Streuung) wieder abgeführt. Das Ausmaß der Strahlungskühlung hängt von der Dichte und der Temperatur in der Korona, von ihrer geometrischen Dicke und vom koronalen Magnetfeld ab. Wie bei der Sonne erreichen die optisch dünnen Koronaschichten sehr hohe Temperaturen, bevor Kühlung durch Strahlung effektiv wird.

Mit der Energie wird auch Impuls von der Photosphäre in die Korona übertragen. Diese Impulszufuhr muß im Zeitmittel ausgeglichen werden durch Gravitationskraft auf die Korona, durch Gasdruck (Strahlungsdruck ist weniger wichtig, da die optische Tiefe für Elektronenstreuung klein ist) und durch Impuls, der im Scheibenwind weggetragen wird. Dieser Teilchenwind ist eine wichtige Eigenschaft der Korona, denn die Gravitation reicht möglicherweise nicht aus, um das Wegblasen von Materie zu verhindern.

Die Berechnungen für die Scheibe stützen sich im wesentlichen auf die Überlegungen von Novikov und Thorne (1973). Relativistische Korrekturen bei der frei-frei-Strahlung und der Elektronenstrahlung werden vernachlässigt, obwohl in der Korona Temperaturen bis $\approx 10^{11}$ K erreicht werden können. Der Vergleich der Kühlmechanismen der Korona führt zu folgenden Schlußfolgerungen (Liang, Price, 1977):

Frei-frei-Strahlung ist nur für Temperaturen unterhalb von $\approx 10^8$ K, was in etwa der Photosphärentemperatur entspricht, wichtig. Dann aber beschreibt das Modell keine Korona mehr.

Wenn der Scheibenwind schwach ist, d.h. wenn er für das Impuls- und Energiegleichgewicht keine Rolle spielt, werden Temperaturen oberhalb von $\approx 10^{10}$ K unwahrscheinlich. Energie wird der Korona durch inverse Compton-Streuung entzogen, Synchrotronstrahlung kann eine Rolle spielen, wenn die Magnetfeldstärke in der Korona hoch genug ist.

Für eine Wind-dominierte Korona, d.h. wenn der Wind das Impuls- oder Energiegleichgewicht bestimmt, ist Kühlung durch Strahlung nur dann wichtig, wenn die Temperatur der Korona Werte von $\approx 10^{11}$ K erreicht. Ob dann Synchrotronstrahlung oder inverse Compton-Streuung überwiegt, hängt von der Magnetfeldstärke in der Korona ab.

Um Röntgenstrahlung mit einer Energie von $\approx$ 100 keV zu erzeugen, ist eine Temperatur von $\lesssim 10^{10}$ K zu niedrig, da in diesem Modell die optische Tiefe τ nicht größer als ≈ 1 und der Comptonisierungsparameter y kleiner als 1 angenommen wird. D.h. ein Röntgenspektrum wie es von Cyg X-1 oder 3C 273 beobachtet wurde, kann nur durch eine Korona erzeugt werden, von der ein starker Teilchenwind ausgeht und die eine Temperatur von $\gtrsim 10^{11}$ K hat.

In der Elektronenstreuung liegt der Hauptunterschied zwischen diesem Korona-Modell und dem Scheibenmodell wie es von Eardley, Lightman und Shapiro (1975) beschrieben wird. Im Modell von Eardley, Lightman und Shapiro wird die meiste Energie von den wenigen Photonen weggetragen, die oft genug invers Compton-gestreut wurden, um Energien von $\approx$ kT zu erreichen. Eine Forderung für ein solches Modell ist, daß der austretende Energiefluß viel größer ist als der Energiefluß der weichen Photonen, die in den Hochtemperaturbereich der Scheibe eindringen. Dies kann bei einer Korona nicht der Fall sein, außer wenn $1-b \ll 1$. In diesem Fall bricht jedoch das Bild einer Korona, die eine 'standard thin disk' umgibt, zusammen.

Eine Sandwichkonfiguration bietet nach der Ansicht von Liang (1979) eine natürliche Erklärung dafür, daß die Comptonisierung ungesättigt ist, wie in vielen Modellen angenommen wird. Die unter der Korona liegende, optisch dicke Scheibe dient als natürliche Quelle weicher Photonen für inverse Compton-Streuung in der heißen Korona. Die Sandwichgeometrie sorgt dafür, daß y klein bleibt, unabhängig davon, wieviel Energie in die Korona relativ zur Scheibe transportiert wird. Das liegt daran, daß durch Comptonisierung Photonen sowohl vorwärts als auch rückwärts gestreut werden, d.h. im ersten Fall werden die Photonen tiefer in die Korona gestreut, im zweiten Fall werden sie von der optisch dicken Scheibe wieder aufgenommen, in thermische Energie umgewandelt und als weiche Photonen wieder emittiert (Liang, 1979). Es wird also ein wesentlicher Teil der koronalen Energie in Form von weichen Photonen wiedergewonnen und y dadurch klein gehalten.

Dieser Mechanismus funktioniert aber nur, wenn das optisch dicke Medium einen wesentlichen Teil der Compton-gestreuten Photonen wieder aufnehmen kann, und dies ist eher bei einer Sandwich-Anordnung als bei der Zwei-Temperatur-Scheibe von Shapiro et al. (1976) der Fall.

Diesen Überlegungen von Liang stehen Monte-Carlo-Simulationen (Lorentz, 1981) gegenüber, die einen etwas anderen Mechanismus zeigen. Je kleiner nämlich die optische Tiefe τ in einer heißen Korona ist, desto weniger Photonen werden zur kühleren Schicht reflektiert, fast unabhängig von der Temperatur der Korona: bei $\tau = 0.5$ werden etwa 20% reflektiert, bei $\tau = 1.0$ werden etwa 33% reflektiert. Etwa 35% dieser Photonen werden innerhalb einer freien Weglänge von der kühlen in die heiße Schicht zurückreflektiert und besitzen noch den größten Teil ihrer zuvorgewonnenen Energie, da sie im Mittel nur wenig mehr als zwei Stöße in der kühleren Zone erleiden. Der Comptonisierungsparameter y wird demnach bei einer Koronakonfiguration kleiner, weil durch kleinere Streutiefen dasselbe Spektrum erzeugt wird wie bei einer reinen Transmission weicher Photonen durch eine heiße Schicht.

6.2.7 Das Korona-Modell von Galeev et al. (1979)

Eine wichtige Rolle spielt das Magnetfeld im Korona-Modell von Galeev, Rosner und Vaiana (1979), das Quellen mit einer fluktuierenden harten Komponente im Röntgenspektrum reproduzieren soll. Hohe Magnetfeldstärken werden durch das Zusammenwirken von thermischer Konvektion - verantwortlich für die radialen und vertikalen Feldanteile - und differentieller Rotation - sie bestimmt die azimutale Feldkomponente - erzeugt. Das Magnetfeld wächst exponentiell, bis entweder 'Rekonnektion' oder nichtlineare Effekte ein weiteres Anwachsen stoppen. Die exponentielle Feldverstärkung ist auf die Konvektion zurückzuführen, da die Konvektion azimutale Felder mit den übrigen Feldkomponenten rückkoppelt.

Es ist zu erwarten, daß das Anwachsen der Feldstärke aufhört, wenn seine Wirkung die Konvektion unterdrückt. Es zeigt sich, daß der Druck des Magnetfelds eine Stärke erreicht, die dem Gasdruck der Umgebung vergleichbar ist. Gebiete mit so starken Magnetfeldern enthalten weniger Plasma als ihre Umgebung um das Druckgleichgewicht aufrecht zu erhalten. Dadurch unterliegt das Plasma dieser Gebiete Auftriebskräften, und es kommt zur Bildung einer heißen Korona ($T > 10^6$ K) aus vielen Plasmaschläuchen. Sobald dieses Plasma und das darin festgehaltene Magnetfeld die Scheibe verlassen haben, wird Feldrekonnektion effektiver als in der Akkretionsscheibe, da die Dichte in der Korona sehr viel niedriger ist. Dies führt zu einer Erhitzung des Plasmas in der Korona.

Durch welche Prozesse der Korona Energie entzogen wird, hängt von der Leuchtkraft der Scheibe bei niedrigen Röntgenenergien ab. Bei niedriger Leuchtkraft der Scheibe ($L \approx 0.02 L_{Edd}$, $L_{Edd} = 4\pi cGMm_p/\sigma_T$ ist die Eddington-Leuchtkraft) kann das Plasma

in den Schläuchen Temperaturen von einigen 10^9 K erreichen. Oberhalb von $\approx 10^9$ K sind Synchrotronverluste wichtiger als Bremsstrahlung (für die Magnetfeldstärke gilt dabei $B^2/8\pi = nkT$, n ist die Teilchenzahldichte), aber der wichtigste Kühlmechanismus ist thermische Leitung zur kühleren ($T \gtrsim 10^6$ K) Akkretionsscheibe. Dadurch wird dem Übergangsgebiet zwischen Scheibe und Korona Energie zugeführt und die dort entstehenden Strahlungsverluste ausgeglichen. Da in diesem Gebiet die Temperaturen relativ niedrig sind, überwiegt Bremsstrahlung. Im Übergangsgebiet tritt der Hauptanteil der Strahlungsverluste auf, so daß andere Strahlungsmechanismen wie z.B. die oben genannte Synchrotronstrahlung weniger als 10% der gesamten Strahlungsverluste in den Schläuchen ausmachen.

Comptonisierung spielt eine untergeordnete Rolle, das Bremsstrahlungsspektrum wird durch inverse Compton-Streuung nur leicht verändert, die Größenordnung der Strahlungsverluste bleibt erhalten; der Comptonisierungsparameter ist kleiner als eins.

Bei einer Leuchtkraft der Akkretionsscheibe von $L \gtrsim 0.055\ L_{Edd}$ bestimmt Compton-Streuung anstelle von thermischer Leitung die Energieverluste der heißen Zonen der Magnetschläuche. Der Comptonisierungsparameter ist dann etwa eins, die Plasmatemperatur in den Magnetschläuchen ist niedriger als im Fall der niedrigen Scheibenleuchtkraft. Ein aus der Scheibe austretender Schlauch wird also stark gekühlt durch Comptonisierung des weichen Röntgenflusses aus der Scheibe und hat einen Kollaps der Schlauchatmosphäre zur Folge.

Es werden keine Aussagen über den Mechanismus gemacht, der verantwortlich für einen Wechsel zwischen den Zuständen hoher und niedriger Leuchtkraft ist. Möglich ist, daß dabei Änderungen der Akkretionsrate eine Rolle spielen.

6.2.8 Das Bremsstrahlungsmodell von Meszaros (1983)

Auch durch Bremsstrahlung thermischer Elektronen bei verschiedenen Temperaturen kann ein Spektrum von der Form eines Potenzgesetzes erzeugt werden mit einem exponentiellem Abbruch oberhalb einer bestimmten Energie.

Meszaros (1983) geht bei der Berechnung solcher Spektren von sphärischer Akkretion aus, d.h. die Dichteveteilung ρ des akkretierten Plasmas soll sich entsprechend dem freien Fall entlang dem Abstand r zum Zentrum des Schwarzen Lochs wie $\rho \sim r^{-3/2}$ ändern. Auch die Temperatur soll vom Radius abhängen, $T \sim T_{max}(r/r_S)^{-1}$, wobei die maximale Temperatur T_{max} bei r_S ($\approx$ 50 Schwarzschildradien) erreicht werden soll. r_S wird als Schockradius bezeichnet und ist der Radius, innerhalb dessen die Bewegung der Teilchen vom freien Fall abweicht.

Die Temperaturverteilung (entlang von r) wird durch Kühl- und Heizraten bestimmt, die zeitlich konstant angenommen werden. $T \sim r^{-1}$ gilt (Meszaros, 1983), wenn einer der folgenden Sätze

von Bedingungen erfüllt ist:
- unter adiabatischen Bedingungen, d.h. wenn die typischen Zeitkonstanten für Kühlung und Heizung länger sind als die für den Materieeinfall,
- bei nicht-dissipativem Einfall mit Compton-Heizung,
- bei Heizung durch turbulente Dissipation und Kühlung durch Bremsstrahlung (die Kühlzeit muß kleiner als die Einfallzeit sein) und Zyklotronstrahlung,
- bei freiem Fall der Materie mit Heizung durch normalen Compton-Effekt und Kühlung durch Bremsstrahlung.

Die Compton-Heizung kommt durch Streuung austretender energiereicher Photonen mit den einströmenden Elektronen zustande. Die Photonen stammen aus Regionen unterhalb des Schockradius r_s .

Die Zahl der Bremsstrahlungsphotonen pro Energieeinheit, die von einem Gebiet zwischen dem Radius r_s und einem beliebig weit außen liegenden Radius r_a emittiert wird, ist

$$dN(E)/dE = \int_{r_a}^{r_s} 4\pi r^2 \, \varepsilon_E(n,T) \, E^{-1} \, dr \qquad (6.21)$$

in Photonen pro keV und sec, wobei $\varepsilon_E(n,T)$ die Emissivität in Einheiten von erg cm^{-2} s^{-1} erg^{-1} ist; sie gibt die Energie an, die pro Volumen-, Zeit- und Energieeinheit emittiert wird.

$\varepsilon_E(n,T)$ setzt sich hier aus zwei Anteilen zusammen: Elektron-Bremsstrahlung im Feld von Protonen und im Feld von Elektronen. Die Bremsstrahlung von Protonen spielt keine Rolle, da die Stärke der Strahlung umgekehrt proportional zur Masse des strahlenden Teilchens ist (Ginzburg, 1964).

Bei gleicher Konzentration von Elektronen und Protonen im Plasma gilt $\varepsilon_E(n,T) \sim n_e n_p \sim n^2 \sim r^{-3}$, da $\rho \sim r^{-3/2}$. Das Spektrum wird durch inversen Compton-Effekt nicht merklich verändert, wenn der Comptonisierungsparameter $y \ll 1$ ist oder wenn $\dot{M} \lesssim L_{Edd} \, c^{-2} \, 10^{-1}$. Bis $kT \lesssim 50$ keV kann das Integral mit einer nichtrelativistischen Näherung der Emissivität berechnet werden. Dann ist

$$dN(E) \sim x^{-3} \, (1-F(x)), \quad x = (2E/kT)^{1/2} \qquad (6.22)$$

$$F(x) = (1/\sqrt{2\pi}) \int_{-\infty}^{x} \exp(-t^2/2) \, dt, \quad t = (2(E/kT)r)^{1/2}$$

D.h. bei Energien $E \ll kT_{max}$ ist das Spektrum ein Potenzgesetz mit Steigung -1.5, und oberhalb von kT_{max} bricht das Spektrum exponentiell ab.

Bei Werten von $kT_{max} \gtrsim 50$ keV wird das Integral numerisch

ausgewertet und man erhält Potenzgesetzspektren mit flacherer Steigung als -1.5 für $E \ll kT_{max}$ und einen exponentiellen Abbruch oberhalb von kT_{max}.

6.3 Allgemeine Bemerkungen zu Modellen für aktive Galaxien

Es gibt kein Modell für Kerne aktiver Galaxien, das eine Erklärung für die Emission aller beobachteten spektralen Bereiche bietet. Wenn Potenzgesetz-verteilte Elektronen Synchrotronphotonen im Radiobereich emittieren und diese Photonen invers Compton-gestreut werden, dann muß ein weiterer Mechanismus aktiv sein, durch den optische Strahlung emittiert wird. Wenn andererseits die Synchrotronstrahlung im sichtbaren Bereich emittiert wird, so fehlt die Erklärung für die Radioemission. Dagegen lassen die thermischen Modelle die Erzeugung der Radio- und der Gammastrahlung offen.

Dies zeigt bereits, daß der Kern einer aktiven Galaxie viel zu komplex ist, als daß er durch eines der in den Abschnitten 6.1 und 6.2 vorgestellten Modelle vollständig beschrieben werden könnte. Daher muß davon ausgegangen werden, daß in einer aktiven Galaxie mehrere verschiedene Prozesse gleichzeitig stattfinden und die Strahlung eine Überlagerung der Emission verschiedener Prozesse ist. Insofern wird bei den Modellen von stark vereinfachenden Annahmen ausgegangen.

Eine weitere Vereinfachung der Realität wird durch die oft stillschweigende Annahme isotroper Emission gemacht. Wenn die Strahlung einer aktiven Galaxie in Wirklichkeit wesentlich von der Isotropie abweicht, so führt dies zu falschen Abschätzungen der Leuchtkraft und daraus resultierend z.B. zu falschen Abschätzungen der Akkretionsrate.

7. Welche Modelle sind mit der spektralen Veränderung von 3C 273 verträglich?

Im Vergleich zu Röntgenmessungen aus den Jahren 1978 bis 1980 zeigte das Spektrum von 3C 273 im September 1981 ein wesentlich härteres Spektrum in Verbindung mit höherer Intensität und daher deutlich höherer Leuchtkraft im Bereich 18 keV bis 240 keV (vgl. Abbildungen 4.2 und 4.3).

7.1 Synchrotron-Selbst-Comptonisierung (SSC)

Im Rahmen eines SSC-Modells bedeutet dies, daß sich die Potenzgesetz-Verteilung der Elektronen verändert hat. Nach der Beziehung $s=(p-1)/2$ ($s = 0.7$ bzw. $s = 0.2$) müßte sich der Index der Elektronenverteilung von $p = 2.4$ auf $p = 1.4$ verändert haben. Mit einer Änderung der Elektronenverteilung sollte auch eine Änderung des Synchrotronspektrums verbunden sein (da auch für dessen Index $s = (p-1)/2$ gilt), so daß man, falls die Röntgenstrahlung von 3C 273 durch inverse Compton-Streuung von Synchrotronphotonen entsteht, eine Korrelation zwischen dem Röntgenspektrum und dem Synchrotronspektrum finden müßte. Es gibt allerdings unterschiedliche Aussagen darüber, ob solche Veränderungen zuerst bei den Synchrotronphotonen und dann bei den Compton-gestreuten Photonen beobachtet werden (Geller et al. wird als Referenz für diese Aussage bei Bradt (1979) angegeben, aber vermutlich ist diese Referenz nie erschienen;) oder umgekehrt (Rees, Sciama, 1965). Geller et al. gehen davon aus, daß die Röntgenvariabilität eine geglättete Version der Radiovariabilität sein kann und etwa ein Jahr später beobachtet wird. Rees und Sciama zeigen dagegen, daß unter bestimmten Voraussetzungen die Variabilität zuerst bei den Compton-gestreuten Photonen und danach bei den Synchrotronphotonen sichtbar wird.

Wenn das Röntgenspektrum durch einfache inverse Compton-Streuung der Synchrotronphotonen entsteht, so müßte man Korrelationen im Bereich zwischen 10^{14} Hz und 10^{10} Hz suchen, wenn $100 \lesssim \gamma \lesssim 1000$. Das Energiespektrum von 3C 273 zeigt in diesem Frequenzbereich einen Index, der mit dem im Röntgenbereich übereinstimmt (Abbildung 2.3). Landau (1983) bestimmte den Energieindex von 3C 273 zwischen dem Radio- und dem Millimeterbereich zu $\alpha = 0.76$ im Dezember 1981, im optischen Bereich fand er $\alpha = 0.29$. Eine Übersicht über veröffentlichte Messungen zwischen $\approx$10 GHz und 300 GHz aus den letzten Jahren zeigt Tabelle 7.1.

Abbildung 7.1 verdeutlicht, daß in der Zeit vom Mai 1980 bis September 1981 die Radioflüsse bei 36.8 GHz und bei 22 GHz angestiegen sind, der Fluß bei 10.7 GHz in dieser Zeit aber konstant blieb. Im Zeitraum vor 1980 gibt es eine leichte Flußabnahme bei 90 GHz und 22 GHz. Nach dem September 1981 wurde ein Flußzunahme um einen Faktor 3 bei 1.1 mm beobachtet, gleichzeitig eine Abnahme bei 22 GHz. Da aber nicht klar ist, mit welchen zeitlichen Verzögerungen die Korrelation zwischen Radio- und Röntgenstrahlung behaftet ist, kann man aufgrund der

hier vorliegenden Messungen keine Aussage über die Gültigkeit eines Synchrotron-Selbst-Compton-Modells für 3C 273 machen.

Tabelle 7.1: Beobachtungen des Radioflusses von 3C 273 zwischen 7.9 GHz und 300 GHz.
a) bei dieser Beobachtung wurden Variationen auf einer Zeitskala von 15 Minuten gesucht,
b) diese Änderung des Flusses trat innerhalb eines Tages auf; es wird keine Angabe gemacht, ob es sich um eine Zunahme oder Abnahme des Flusses handelt,
c) vermutet wird ein Fortschreiten des Flares vom Infrarotbereich zu längeren Wellenlängen,
d) diese Änderung trat innerhalb eines Tages auf.

Frequenz	F_2/F_1	Datum	Referenz
7.9 GHz	0	12/77 - 7/78	Bradt et al., 1979
10.7 GHz	0	9/80 - 4/82	Coe et al., 1983
10.7 GHz	0 a)	4/81	Coe Coe et al., 1982
10.7 GHz	21% b)	9/80 - 10/81	Coe et al., 1982
22 GHz	1.8	7/80 - 11/82	Abraham et al., 1983
22 GHz	0.8	11/82 - 5/83	Abraham et al., 1983
44 GHz	0	9/82 - 5/83	Abraham et al., 1983
36.8 GHz	1.6	3/80 - 9/81	Salonen et al., 1983
90 GHz	0.8	12/77 - 6/78	Bradt et al., 1979
273 GHz	1.8 c)	4/82 - 2/83	Ade et al., 1983
273 GHz	1.7 c)	2/83 - 3/83	Ade et al., 1983
300 GHz	0.6 d)	7/81	Sherwood et al., 1983

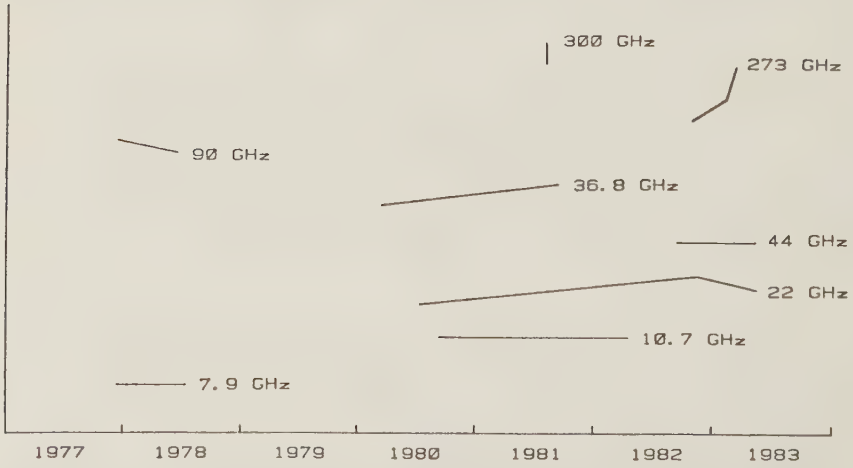

Abbildung 7.1: Graphische Darstellung der Werte aus Tabelle 7.1.

Bei anderen Beobachtungen von Variabilität von 3C 273 im Röntgenbereich (vgl. Tabelle 2.3) sind Korrelationen mit der Radiostrahlung unklar: Pounds (1977) fand Korrelation ohne zeitliche Verzögerung mit dem Radiofluß bei 2.8 GHz in den Jahren 1975/1976, Bradt et al. (1979) stellten Antikorrelation mit dem mm-Fluß fest, White und Ricketts (1979) fanden zwischen 1975 und 1977 keine Korrelation mit optischen oder Radiomessungen, Coe et al. (1983) beobachten zu einer Zeit konstanten Radioflusses leichte Fluktuationen in der Röntgenstrahlung. Auch Abbildung 7.2 läßt keine klaren Schlüsse über Korrelationen verschiedener Wellenlängenbereiche zu.

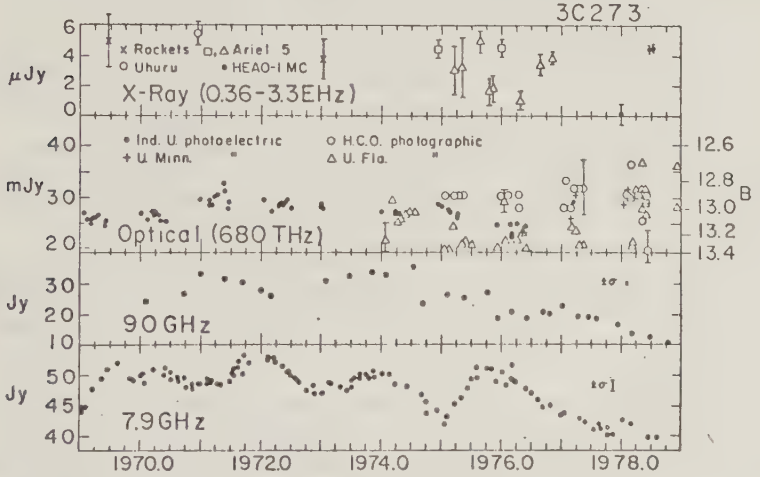

Abbildung 7.2: Messungen des Strahlungsflusses von 3C 273 bei verschiedenen Wellenlängen (Bradt et al., 1979).

Die vorhandenen Messungen sind zu lückenhaft, um Korrelationen zwischen dem Radio- und Röntgenbereich nachzuweisen, zumal die Zeitverzögerung dieser Korrelationen nicht bekannt ist.

7.2 Thermische Modelle

Nach dem Modell von Sunyaev und Titarchuk (1980) läßt die Messung vom September 1981 auf eine Elektronentemperatur von mindestens 150 keV und auf eine optische Tiefe von 2 schließen, wenn man davon ausgeht, daß das Spektrum zur Zeit der Messung wieder einen stationären Zustand erreicht hatte. Im Vergleich zum Fit der älteren Daten (Abbildung 2.5) bedeutet dies eine Erhöhung der Elektronentemperatur um mindestens einen Faktor 10 und eine deutliche Abnahme der optischen Tiefe. Gleichzeitig ist die Leuchtkraft auf das Dreifache angewachsen.

Die Werte für die Elektronentemperatur und die optische Tiefe wurden anhand von Fits mit dem Spektrum von Gleichung 6.3 gewonnen. Dabei wird eine kugelsymmetrische Geometrie und ein nichtrelativistisches Plasma vorausgesetzt. Andere Werte für kT und τ beim Fit der Daten erhält man, wenn man von einer anderen Geometrie ausgeht. Wenn z.B. die ungestreuten Photonen in der Symmetrieebene einer Scheibe verteilt sind, so ist das Produkt $kT\tau^2$ um den Faktor 4 kleiner, wenn das gleiche Spektrum beobachtet wird (Sunyaev , Titarchuk, 1980).

Lorentz (1981) zeigte anhand von Monte-Carlo-Simulationen, daß bei exakt relativistischer Rechnung Comptonisierungsspektren deutlich flacher ausfallen, d.h. bei exakt relativistischer Rechnung würde man eine niedrigere Elektronentemperatur oder eine kleinere optische Tiefe finden.

Auch bei der Beurteilung des Modells von Shapiro et al. (1976), das einen Spezialfall zu den Überlegungen von Sunyaev und Titarchuk (1980) darstellt, muß von der Voraussetzung ausgegangen werden, daß zum Zeitpunkt der Messung wieder der Gleichgewichtszustand dn/dt = 0 in der Kompaneets-Gleichung eingetreten war und die Verletzung dieser Bedingung in der Zeit davor lag. D.h. wenn die Elektronentemperatur, für die $T_e \sim (\dot{M}\alpha)^{-4/6}$ gilt (vgl. Abschnitt 6.2.3), um einen Faktor 10 höher geworden ist, so müßte $\dot{M}\alpha$ um einen Faktor 10^6 kleiner geworden sein. Eine Abnahme von $\dot{M}$ widerspricht aber der Zunahme der Leuchtkraft, denn es gilt $L = \eta \dot{M} c^2$ (η Wirkungsgrad der Energieumwandlung). Es wird bei einem Schwarschild - Schwarzen Loch typischerweise $\eta = 0.1$ angenommen (z.B. Fabian, Rees, 1979). Eine Abnahme von α würde bedeuten, daß das Gas seinen Drehimpuls langsamer verliert und seine Radialgeschwindigkeit auf das Zentrum des Schwarzen Lochs verlangsamt hat. Dies hätte zur Folge, daß die Energiezufuhr an das Gas pro Zeiteinheit kleiner geworden ist und aufgrund des Absinkens der Ionentemperatur auch die Elektronentemperatur niedriger geworden sein müßte (es wird ja angenommen, daß wieder ein stabiler Zustand, und nur für den hat dieses Modell Gültigkeit, erreicht ist). Aufgrund dieser Widersprüche kann dieses Modell die spektrale Änderung von 3C 273 nicht erklären.

Katz (1976), der die zeitveränderliche Kompaneets-Gleichung numerisch löste, macht grobe Abschätzungen über die Zeitskalen von Leuchtkraftvariationen. Nach seinen Überlegungen ändern sich Spektrum und Intensität des austretenden Photonenflusses bei einer Änderung des Energieinhalts der Materie in der Akkretionsscheibe, da dadurch R_c (Abschnitt 6.2.1) verändert wird. Für eine solche Änderung der Emission gilt $nkTR^3 \approx Lt$. Der Radius R des Röntgenstrahlung emittierenden Gebiets kann durch die Zeitbasis Δt von Röntgenflußvariationen abgeschätzt werden. Denn die Ausdehnung des emittierenden Gebiets kann höchstens so groß sein wie die Strecke, die das Licht in der Zeit Δt zurücklegt ($R \lesssim c\Delta t$). Die kürzeste Zeitbasis Δt, die beobachtet wurde, beträgt 6 000 Sekunden (Tananbaum et al., 1980), somit gilt $R \lesssim 1.8 \times 10^{14}$ cm. Setzt man für die Leuchtkraft 1.2×10^{47} erg/s, für $t \lesssim 4.2 \times 10^7$ s (dies entspricht der Zeit

zwischen den Messungen im Mai 1980 (Scheepmaker, Lewin, 1983) und im September 1981), für $kT \gtrsim 2.5 \times 10^{-7}$ erg (dies entspricht 150 keV) ein, so würde die Teilchendichte $n \approx 3.5 \times 10^{16}$ pro cm^3 betragen.

Das Reflektionsmodell von Lightman und Rybicki kann die spektrale Veränderung von 3C 273 nicht beschreiben. Denn das quasi-Potenzgesetz hat Gültigkeit bis zu einer Energie $E \ll kT$ (vgl. Abbildung 7.3).

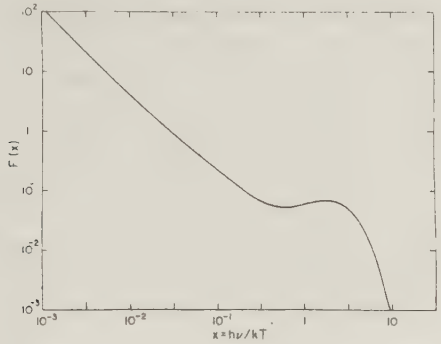

Abbildung 7.3: Photonenfluß bei inverser Compton-Reflektion (Lightman,Rybicki, 1980).

Im Spektrum von 3C 273 wird bis $\gtrsim$ 200 keV kein Abweichen vom Potenzgesetz beobachtet, so daß die Elektronentemperatur deutlich oberhalb von 2000 keV liegen müßte. Damit wäre die Voraussetzung eines nichtrelativistischen Plasmas verletzt und man müßte neben anderen relativistischen Korrekturen z.B. Paarbildung berücksichtigen.

Problematisch erscheint auch, daß bei Gültigkeit dieses Modells die Leuchtkraft von 3C 273 etwa 10^{49} erg/s betragen müßte, da 99% der Energieabstrahlung im Bereich des Wien-Buckels erscheinen, der sich an das Potenzgesetz anschließt (Lightman, Rybicki, 1980). Aufgrund der Eddingtongrenze würde eine Leuchtkraft von 10^{49} erg/s bedeuten, daß die Masse des akkretierenden Objekts mindestens 10^{11} $M_\odot$ beträgt.

Zu den Berechnungen von Guilbert et al. (1982) lassen im Zusammenhang mit der Veränderung des Spektrums von 3C 273 keine Aussagen machen, da ohne zusätzliche Information z.B. über die Energie und die Intensität der ungestreuten Photonen das Spektrum keinen eindeutigen Schluß auf die Elektronentemperatur oder andere Parameter zuläßt.

Die Berechnungen von Liang und Price zu einer Scheibenkorona setzen voraus, daß die optische Tiefe τ nicht wesentlich größer als eins ist und daß der Comptonisierungsparameter y kleiner als eins ist. Berechnungen von y im Rahmen eines reinen

Transmissionsmodells (die stationäre Kompaneets-Gleichung vorausgesetzt) ergeben $y \gtrsim 3.4$. Wie weit y durch den von Liang (1979) angegebenen Mechanismus (Rückstreuung harter Photonen, Abschnitt 6.2.6) verkleinert wird, ist nicht genau bekannt. Liang selbst erhält durch eine grobe Abschätzung $y < \ln 3 \approx 1.1$, aber er macht die Einschränkung, daß dies nicht wirklich eine obere Grenze ist und y z.B. durch eine bestimmte Geometrie über diesem Wert liegen kann.

Das Modell von Galeev et al. (1979) wurde entwickelt, um die beiden verschiedenen spektralen Zustände, die bei Cyg X-1 beobachtet wurden, zu erklären. Nach diesem Modell erwartet man bei hoher Leuchtkraft der Scheibe (d.h. bei hoher Leuchtkraft im Bereich der weichen Röntgenstrahlung) eine hochvariable Röntgenstrahlung bei hohen Energien, deren Intensität antikorreliert mit der Leuchtkraft der Scheibe ist. Man kann darüber spekulieren, ob die Änderung im Spektrum von 3C 273 einen vergleichbaren Wechsel zwischen zwei Zuständen zeigt und die Variabilität der harten Röntgenkomponente verdeckt wird, z.B. durch statistische Zählratenschwankungen, die bei schwachen Quellen wie 3C 273 relativ stärker sind. Oder weil durch die größere räumliche Ausdehnung der Akkretionsscheibe von 3C 273 einzelne 'Flares' nicht mehr voneinander getrennt werden können.

Beim Bremsstrahlungsmodell von Meszaros hängt die Steigung des Spektrums bei einer bestimmten Energie vom Wert der maximalen Elektronentemperatur ab. Da die Spektren im Rahmen dieses Modells mit wachsendem kT_{max} flacher werden und zudem die Leuchtkraft mit kT_{max} zunimmt, paßt dieses Modell im Prinzip zu den Beobachtungen von 3C 273. Ein kritischer Punkt ist jedoch, daß Comptonisierung in diesem Modell nur dann vernachlässigbar ist, wenn $\dot{M} \lesssim 10^{-1} c^{-2} L_{Edd}$ gilt. Dies bedeutet, daß die Masse des zentralen Objekts größer als $\approx 10^{11}$ $M_\odot$ sein muß, wenn dieses Modell das Röntgenspektrum von 3C 273 beschreibt.

8. Schlußfolgerungen

Das Zwei-Temperatur-Modell von Shapiro et al. und das Reflektionsmodell von Lightman und Rybicki stehen nicht in Einklang mit den Beobachtungen von 3C 273. Dem Modell von Meszaros kann zwar nicht mit Sicherheit die Gültigkeit für 3C 273 abgesprochen werden, aber wenn dieses Modell das Röntgenspektrum von 3C 273 beschreibt, dann muß die Masse von 3C 273 um mindestens einen Faktor 100 höher sein gegenüber dem Wert von 10^9 $M_\odot$. Diesen Wert erhält man, wenn der Wirkungsgrad, mit dem die Gravitationsenergie in Strahlungsenergie umgewandelt wird, etwa 0.1 beträgt. Dies wird im allgemeinen für akkretierende Schwarze Löcher (ohne Drehimpuls) angenommen. Eine Masse von 10^{11} $M_\odot$ steht aber im Widerspruch zu der Masse von 2×10^8 $M_\odot$ bis 5×10^8 $M_\odot$, die Malkan (1983) aus UV-Beobachtungen (Abschnitt 2.2) ableitet. Alle anderen in Kapitel 6. vorgestellten Modelle stehen nicht im Widerspruch zu den Beobachtungen von 3C 273.

Daß der Kreis der in Frage kommenden Modelle nicht enger gezogen werden kann, ist leicht zu verstehen: Ein Potenzgesetz-Spektrum ohne weitere Struktur wie z.B. ein Abknicken oder ein exponentielles Abbrechen bei hohen Energien wird durch nur zwei Parameter beschrieben. Dagegen wird eine Akkretionsscheibe um ein Schwarzes Loch durch sehr viele Parameter, die untereinander in Beziehung stehen, bestimmt. Je weniger man über diese Parameter oder die Beziehungen zwischen ihnen weiß und in das Bild einer Akkretionsscheibe miteinbezieht, desto mehr Freiheitsgrade bleiben für die Parameter des Spektrums. Dagegen werden im Modell von Shapiro et al. so genaue Voraussetzungen über die Akkretionsscheibe gemacht, daß die Beobachtungen nicht mehr im Einklang mit diesem Modell stehen.

Um eine weitere Auslese unter den zahlreichen Modellen durchführen zu können, sind daher weitere Beobachtungen nötig:

- Im Energiebereich zwischen 100 keV und 50 MeV, in dem die Änderung des Spektralindex erwartet wird. Aus der Form dieser Änderung kann man auf den Emissionsmechanismus schließen.
- Simultane Beobachtungen von UV- oder weicher Röntgenstrahlung einerseits und harter Röntgenstrahlung andererseits. Denn in einem Modell mit heißer innerer Scheibenregion stammen die weichen und harten Photonen aus Gebieten mit unterschiedlichen dynamischen Zeitskalen, dagegen stammen sie aus Gebieten gleicher Zeitskalen bei den Korona-Modellen. Korrelationen dieser beiden Spektralbereiche erwartet man daher eher in einem Korona-Modell. Bei einer Akkretionsscheibe mit heißer innerer Region unterliegt die innere Region Instabilitäten, so daß man in diesem Fall stärkere Fluktuationen der harten Röntgenstrahlung erwartet.
- Simultane Beobachtungen bei verschiedenen Wellenlängen über längere Zeit. Diese Beobachtungen könnten helfen Korrelationen zwischen verschiedenen Spektralbereichen zu finden und damit die Beurteilung des Selbst-Synchrotron-

Compton-Modells erleichtern.

Literaturverzeichnis

Abkürzungen:

A&A	Astronomy and Astrophysics
Ap.J.	Astrophysical Journal
IAU	International Astronomical Union
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society

Abraham, Z., Botti, L.C.L., Kaufmann, P., IAU Circular No. 3825, 1983

Ade, P.A.R., Nolt, I.G., Robson, E.I., Smith, M.G., IAU Circular No. 3795, 1983

Bassani, L., Dean, A.J., Space Science Reviews 35 (1983), 367

Bezler, M., Kendziorra, E., Staubert, R., Hasinger, G., Pietsch, W., Reppin, C., Trümper, J., Voges, W., A&A 136 (1984), 351

Bowyer, C.S., Lampton, M., Mack, J., Ap.J. 161 (1970), L1

Bradt, H.V., Doxsey, R.E., Johnston, M.D., Schwartz, D.A., Burkhead, M.S., Dent, W.A., Liller, W., Smith, A.G., Ap.J. 230 (1979), L5

Brandt, S., Datenanalyse, BI Wissenschaftsverlag, Mannheim 1981

Coe, M.J., Bowring S.R., Hall, C.J., Stephen, J.B., Astrophysical Letters 23 (1982), 17

Coe, M.J., Bowring S.R., Hall, C.J., Stephen, J.B., Astrophysics and Space Science 91 (1983), 35

Conway, R.G., Davis, R.J., Foley, A.R., Ray, T.P., Nature 294 (1981), 540

Eardley, D.M., Lightman, A.P., Shapiro, S.L., Ap.J. 199 (1975), L153

Fabian, A.C., Rees, M.J., Cospar Symposium, Innsbruck 1978

Galeev, A.A., Rosner, R., Vaiana, G.S., Ap.J. 229 (1979), 318

Ginzburg, V.L., Elementary Processes for Cosmic Ray Astrophysics, Gordon and Breach, Science Publishers, New York 1969

Götz, E., Diplom-Arbeit am Astronomischen Institut Tübingen 1981

Greenstein, J.L, Schmidt, M., Ap.J. 140 (1964), 1

Guilbert, P.W., MNRAS 197 (1981), 451

Guilbert, P.W., Fabian, A.C., Ross, R.R., MNRAS 199 (1982), 763

Hasinger, G., Dissertation am Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik Garching 1984

Hermsen, W., Bennett, K., Bignami, G.F., Bloemen, J.B.G.M., Buccheri, R., Caraveo, R.A., Kanbach, G., Masnou, J.L., Mayer-Hasselwander, H.A., Paul, J.A., Sacco, B., Wills, R.D., Contributions to the 17th International Cosmic Ray Conference, Paris 1981

Ionson, J.A., Kuperus, M., Ap.J. 284 (1984), 389

Jones, T.W., Ap.J. 233 (1979), 796

Jones, T.W., Hardee, P.E., Ap.J. 228 (1979), 268

Kahabka, P., Diplomarbeit an der Technischen Universität München 1983

Katz, J.I., Ap.J. 206 (1976), 910

Kellog, E., Gursky, H., Leong, C., Schreier, E., Tananbaum, H., Giacconi, R., Ap.J. 165 (1971), L49

Kompaneets, A.S., Zh. Eksp. Teor. Fiz. 31 (1956), 876 (Englische Übersetzung in Soviet. Phys. JETP 4 (1957), 730)

Landau, R., Jones, T.W., Epstein, E.E., Neugebauer G., Soifer, B.T., Werner, M.W., Puschell, J.J., Balonek, T.J., Ap.J. 268 (1983), 68

Liang, E.P.T., Ap.J. 231 (1979), L111

Liang, E.P.T., Price, R.H., Ap.J. 218 (1977), 247

Lightman, A.P., Space Science Reviews 33 (1982), 335

Lightman, A.P., Eardley, D.M., Ap.J. 187 (1974), L1

Lightman, A.P., Rybicki, G.B., Ap.J. 229 (1979a), L15

Lightman, A.P., Rybicki, G.B., Ap.J. 232 (1979b), 882

Lightman, A.P., Rybicki, G.B., Ap.J. 236 (1980), 928

Lorentz, M., Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik Garching 1981

Lynden-Bell, D., Nature 223 (1969), 690

Malkan, M.A., Ap.J. 268 (1983); 582

Malkan, M.A., Sargent, W.L., Ap.J. 254 (1982), 22

Marshall, N., Warwick, R.S., Pounds, K.A., MNRAS 194 (1981), 987

Meszaros, P., Ap.J. 274 (1983), L13

Mushotzky, R.F., Ap.J. 256 (1982), 92

Mushotzky, R.F., Marshall, F.E., Boldt, E.A., Holt, S.S., Serlemitsos, P.J., Ap.J. 235 (1980), 377

Novikov, I.D., Thorne, K.S., Black Holes, les astres occlus, Hrsg. C. DeWitt und B.S. DeWitt, Gordon & Breach, Science Publishers, New York 1973

Pearson, T.J., Unwin, S.C., Cohen, M.H., Linfield, R.P., Readhead, A.C.S., Seielstad, G.A., Simaon, R.S., Walker, R.C., Nature 290 (1981), 365

Pietsch, W., Reppin, C., Trümper, J., Voges, W., Lewin, W., Kendziorra, E., Staubert, R., A&A 94 (1981), 234

Pounds, K.A., Ariel V High-Latitude Catalogue, in: New York Academy of Sciences, Vol. 302 (1977)

Primini, F.A., Cooke, B.A., Dobson, C.A., Howe, S.K., Scheepmaker, A., Wheaton, W.A., Lewin, W.H.G., Nature 278 (1979), 234

Pringle, J.E., Rees, M.J., A&A 21 (1972), 1

Rees, M.J., Sciama, D.W., Nature 208 (1965), 371

Reppin, C., Pietsch, W., Trümper, J., Voges, W., Kendziorra, E., Staubert, R., Proc. ESRANGE Symp., Ajaccio 1978, ESA SP-135, p.293

Roos, G., Zulassungsarbeit am Astronomischen Institut Tübingen 1979

Rothschild, R.E., Mushotzky, R.F., Baity, W.A., Gruber, D.E, Matteson, J.L., Peterson, L.E., Ap.J. 269 (1983), 423

Rybicki, G.B., Lightman, A.P., Radiative Processes in Astrophysics, John Wiley & Sons, New York 1979

Salonen, E., Lehto, H., Urpo,S., Teerikorpi, P., Teräsranta, H., Haarala, S., Valtaoja, E., Tähtinen, L., Sillanpää, A., Tiuri, M., Valtonen, M., Astronomy and Astrophysics Supplement Series 51 (1983), 47

Scheepmaker, A., Lewin, W., private Mitteilung, 1983

Schreier, E.J., Proc. of 2nd ESO/ESA Workshop, München 1981

Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., A&A 24 (1973), 337

Shapiro, S.L., Lightman, A.P., Eardley, D.M., Ap.J. 204 (1976), 187

Sherwood, W.A., Kreysa, E., Gemünd, H.-P., Biermann, P., A&A 117 (1983), L5

Stecker, F.W., in: Origin of Cosmic Rays, Hrsg. J.L. Osborne und A.W. Wolfendale, D.Reidel Publishing Company, Dordrecht 1975

Strickman, M.S., Johnson, W.N., Kurfess, J.D., Ap.J. 230 (1979), L15

Sunyaev, R.A., Titarchuk, L.G., A&A 86 (1980), 121

Sunyaev, R.A., Trümper, J., Nature 279 (1979), 506

Tananbaum, H., in: Giacconi, Setti (eds), X-Ray Astronomy, D. Reidel, Dordrecht 1980

Tyson, J.A., Baum, W.A., Kreidl, T., Ap.J. 257 (1982), L1

White, G.J., Ricketts, M.J., MNRAS 187 (1979), 757

White, N.E. et al., A&A 133 (1984), L9

Worrall, D.M., Mushotzky, R.F., Boldt, E.A., Holt, S.S., Serlemitsos, P.J., Ap.J. 232 (1979), 683

Worrall, D.M., Boldt, E.A., Holt, S.S., Serlemitsos, P.J., Ap.J. 240 (1980), 421

Ich danke Herrn Dr. R. Staubert für die ausgezeichnete
Betreuung und Unterstützung bei dieser Arbeit,
Herrn Dr. E. Kendziorra für die geduldige Hilfe bei Problemen
mit dem HP 1000
und nicht zuletzt danke ich all jenen, die sonst zum Gelingen
dieser Arbeit beigetragen haben.

Lebenslauf von Monika Bezler

15.09.1957	geboren in Aalen als drittes Kind des Rechtsanwalts Helmut Bezler und seiner Frau Irmgard Bezler geb. Herrmann
1964 - 1967	Grundschule in Aalen
1967 - 1976	Besuch des Schubart-Gymnasiums in Aalen
5.1976	Abitur
10.1976	Beginn des Studiums in den Fächern Mathematik und Physik an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen
3.1978	Zwischenprüfung in Physik
9.1978	Zwischenprüfung in Mathematik
1980	Staatsexamensarbeit am Astronomischen Institut über das Thema 'Untersuchungen an periodisch veränderlichen Röntgen-doppelsternsystemen' unter Prof. Dr. M. Grewing und Dr. habil. R. Staubert
12.80 - 9.81	Wissenschaftliche Hilfskraft am Astronomischen Institut
4.1981	Staatsexamen in Mathematik
10.1981	Staatsexamen in Physik
1.82 - 7.84	Wissenschaftliche Angestellte am Astronomischen Institut
1.82	Beginn der Dissertation 'Datenanalyse einer Beobachtung des Quasars 3C 273 im Hochenergie-Röntgenbereich und die Bedeutung für astrophysikalische Modelle' unter Prof. Dr. M. Grewing und Dr. habil. R. Staubert am Astronomischen Institut

Meine akademischen Lehrer waren vor anderen die Herren Professoren und Dozenten Dres.:

M. Baumann, F. Gönnenwein, W.-D. Hartmann, R. Hübener, E. Kasper, H. Krüger, O. Lutz, G. Mack, G. Mertens, G. Möllenstedt, A. Schwenk, F. Wahl, H. Wittern (Physik);

M. Grewing, H. Mauder, R. Staubert (Astronomie);

U. Felgner, C. Hering, H. Kaul, W. Knapp, R. Nagel, P. Schmid, E. Siebert (Mathematik).

Druck und Gesamtherstellung:
H. Hummel, Bismarckstr. 116/6
D-7410 Reutlingen, Tel. 07121/45377